



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS

Departamento de Física Aplicada

**ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN NUEVO DISEÑO DE
ESPECTRÓMETRO MULTIDETECTOR BASADO EN
DOSÍMETROS DE TERMOLUMINISCENCIA PARA SU
APLICACIÓN EN DOSIMETRÍA DE NEUTRONES**

Mercedes Lis Boada

Memoria presentada para optar al grado de Doctor por la Universidad Autónoma de Madrid.

Director de Tesis:

José María Gómez Ros

Madrid, 2007



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS
Departamento de Física Aplicada

**ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN NUEVO DISEÑO DE
ESPECTRÓMETRO MULTIDETECTOR BASADO EN
DOSÍMETROS DE TERMOLUMINISCENCIA PARA SU
APLICACIÓN EN DOSIMETRÍA DE NEUTRONES**

Mercedes Lis Boada

Memoria presentada para optar al grado de Doctor por la Universidad
Autónoma de Madrid.

Director de Tesis:
José María Gómez Ros

Madrid, 2007



A mi padre,
con todo mi cariño.

Agradecimientos

Al director de mi tesis, José M^a Gómez Ros y a Antonio Delgado Martínez, jefe de la División de Medio Ambiente Radiológico y de la Unidad de Dosimetría de Radiaciones del CIEMAT, por su tiempo, dedicación e interés y la oportunidad de haber colaborado y aprendido con ellos.

A Juan Blázquez Martínez, por sus consejos, apoyo y amistad. Muchas gracias por tus ánimos.

A Carlos de Elvira Torrens, por su apoyo, amistad y ánimos en cada etapa de mi carrera investigadora, desde el primer momento en que lo conocí.

A mi tutor en la UAM, Aurelio Climent Font, y al Director del Departamento de Física Aplicada, José Manuel Martínez Duart, por aceptar mi tesis para lectura en su departamento y prestarme apoyo en los pasos académicos para la consecución de la misma.

A mis amigos en el Ciemat y fuera de él, por su ánimo, risas compartidas y esa forma diferente de ver las cosas que siempre enriquece.

Y por último, a mi familia. Y muy en especial a mi padre, a quien dedico este trabajo. Por todo tu apoyo, tiempo, consejos, dedicación... Serían necesarias muchas páginas para poder expresarte mi agradecimiento y cariño.

Índice de Tesis

CAPÍTULO 1. Introducción

1.1 Antecedentes y situación actual.....	11
1.2 Objetivos y descripción de la presente memoria.....	14

CAPÍTULO 2. Interacción de neutrones con la materia. Espectrometría. Obtención de la matriz respuesta. Métodos de “*unfolding*”.

2.1 Interacción de los neutrones con la materia.....	19
2.1.1 Colisión elástica e inelástica.....	23
2.1.2 Reacción de captura radiactiva.....	24
2.1.3 Reacción de absorción con emisión de una o varias partículas cargadas.....	25
2.1.4 Fisión nuclear.....	26
2.2 Espectrometría de neutrones.....	27
2.2.1 Propiedades deseadas para los espectrómetros utilizados en dosimetría.....	27
2.2.2 Espectrometría de fluencia para neutrones.....	30
2.2.3 Espectrómetros de esferas moderadoras.....	31
2.2.3.1 Características físicas del sistema de esferas de Bonner	
2.2.3.2 Principios de operación.....	32
2.2.3.3 Detectores de neutrones térmicos empleados en los sistemas de esferas moderadoras.....	35
2.3 Obtención de la matriz respuesta.....	38
2.3.1 Funciones respuesta.....	39
2.3.2 Obtención de la matriz respuesta en forma discretizada....	40
2.4 Procedimiento de unfolding de los códigos MAXED, GRAVEL y FRUIT	

CAPÍTULO 3. Análisis de un sistema de esferas de Bonner.

3.1 Especificaciones del dispositivo. Geometría y materiales. Descripción de las fuentes consideradas.....	50
3.1.1 Geometría y materiales.....	51

3.1.2 Fuentes.....	53
3.2 Respuesta a neutrones para el centelleador de ^6LiI	55
3.2.1 Principios físicos.....	55
3.2.2 Simulaciones con Monte Carlo.....	58
3.3 Respuesta de la esfera de 8'' a una fuente de neutrones monoenergéticos	
3.4 Respuesta de las esferas de 2'', 3'', 8'' y 10'' a una fuente de neutrones de ^{252}Cf sin moderar.....	61
3.5 Respuesta de las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'' a una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$	65

CAPÍTULO 4. Diseño preliminar de un espectrómetro multidetector basado en dosímetros de termoluminiscencia (TLDs) para su aplicación en dosimetría de neutrones

4.1 Especificaciones y características del diseño. Descripción de las fuentes consideradas.....	69
4.1.1 Geometría del diseño y materiales.....	70
4.1.2 Fuentes de neutrones consideradas.....	71
4.2 Respuesta a neutrones de los TLDs.....	74
4.3 Obtención de las matrices respuesta.....	76
4.3.1 Matriz respuesta para fuente puntual emitiendo isótopamente	
4.3.2 Matriz respuesta para irradiación isótropa (ISO).....	82
4.3.3 Matriz respuesta para un haz paralelo (fuente expandida y alineada).....	84
4.4 Resultados del unfolding en energías para distintas fuentes de neutrones	
4.4.1 Fuente de $^{241}\text{Am-Be}$	86
4.4.2 Fuente de ^{252}Cf sin moderar.....	87
4.4.3 Fuente de ^{252}Cf moderado con Fe y polietileno.....	88
4.5 Análisis de la robustez del procedimiento de unfolding.....	89
4.6 Análisis de incertidumbres en la determinación de la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$	92
4.7 Estudio del comportamiento direccional.....	93

CAPÍTULO 5. Análisis de un primer prototipo de espectrómetro multidetector para campos mixtos neutrón - gamma.

5.1 Utilización de TLDs en campos mixtos neutrón – gamma.....	97
5.2 Descripción geométrica, materiales y fuentes.....	99
5.2.1 Geometría del diseño y materiales.....	99
5.2.2 Fuentes de neutrones consideradas.....	104
5.3 Obtención de la matriz respuesta.....	104
5.4 Diseño de un segundo prototipo mejorado de espectrómetro multidetector	

CAPÍTULO 6. Conclusiones.....114

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS Y PUBLICACIONES.....115

ANEXO I. Magnitudes en Dosimetría y Protección Radiológica

I.1 Magnitudes físicas.....	125
I.1.1 Fluencia.....	125
I.1.2 Dosis absorbida.....	126
I.1.3 Kerma.....	126
I.2 Magnitudes limitadoras.....	127
I.2.1 Dosis equivalente en un órgano, H_T	127
I.2.2 Dosis efectiva, E	128
I.3 Magnitudes operacionales.....	129
I.3.1 Dosis equivalente ambiental.....	130
I.3.2 Dosis equivalente direccional.....	130
I.3.3 Dosis equivalente personal.....	131
I.3.4 Determinación de las magnitudes operacionales.....	131
I.3.5 Coeficientes de conversión.....	132

ANEXO II. Características del código de simulación MCNPX.....135

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

El sistema actual de protección radiológica [ICRP 60] tiene por objeto evitar la aparición de efectos deterministas y limitar la probabilidad de ocurrencia de efectos estocásticos o probabilistas derivados de la exposición a radiaciones ionizantes. Para ello, se ha establecido un sistema de limitación de dosis cuyo cumplimiento ha de verificarse por medio de un sistema establecido para dosimetría de radiaciones, adaptado en cada caso a las condiciones en que puede tener lugar dicha exposición.

Mientras que en la dosimetría de fotones y electrones se han desarrollado dispositivos y procedimientos que satisfacen los requisitos para una protección radiológica adecuada, el diseño de un dosímetro para neutrones resulta bastante más complejo debido a la naturaleza de los mecanismos de interacción de neutrones con la materia. Tales mecanismos dependen de la composición elemental del material irradiado, con secciones eficaces que pueden variar entre varios órdenes de magnitud dependiendo del tipo de interacción y la energía de los neutrones incidentes. Como consecuencia de ello, en la práctica es muy difícil, si no imposible, lograr un dispositivo cuya respuesta sea la misma que la del tejido humano y permita por tanto determinar la dosis impartida independientemente del espectro energético de la radiación neutrónica.

Por esta razón, y teniendo en cuenta el amplio rango de energías que abarcan los espectros neutrónicos que normalmente se encuentran en dosimetría (desde meV hasta decenas de MeV), así como la presencia de campos mixtos neutrón-gamma, es necesario disponer de detectores capaces de proporcionar información espectrométrica acerca del campo de radiación que se precisa medir. En particular, la necesidad en protección radiológica de determinar el valor de magnitudes que dependen críticamente del espectro neutrónico incidente, convierte su medida en una cuestión especialmente relevante. La determinación del espectro incidente resulta

además importante dada la falta de conocimiento a priori del espectro real en muchas de las situaciones prácticas en dosimetría ambiental y de área.

Los campos mixtos son aquéllos compuestos por radiaciones de diferentes tipos y/o energía, es decir, fotones y electrones, fotones y neutrones, etc. Los campos mixtos son bastante comunes y, de hecho, el encontrarlos es más una regla que una excepción, aunque, en la práctica, es relativamente habitual que la dosis causada por una de las componentes del campo sea preponderante, pudiendo entonces considerarse el resto de las componentes despreciables en comparación. Sin embargo, cuando éste no es el caso y se tienen que emplear técnicas para dosimetría de campos mixtos, la determinación de la dosis equivalente presenta ciertas dificultades puesto que lleva implícita la necesidad de determinar la contribución de las distintas componentes del campo de radiación [Delgado 2000].

En dosimetría con fines de protección radiológica se emplean una serie de magnitudes cuyo objeto es cuantificar la exposición a radiaciones y limitar el riesgo de efectos adversos debido a dicha exposición (ver Anexo I). La necesidad de incluir el concepto “riesgo” hace que, junto con magnitudes puramente físicas (como la dosis absorbida o la fluencia), se hayan definido otras magnitudes que incluyen diferentes factores de ponderación asociados al tipo de radiación o al órgano considerado y que, por tanto, no son directamente medibles.

Estas magnitudes, tanto las denominadas magnitudes limitadoras (dosis efectiva y dosis equivalente en un órgano), las cuales sirven para establecer limitaciones en la exposición a la radiación, como las operacionales, en términos de las cuales se expresan las medidas realizadas en dosimetría personal y de área, están relacionadas con magnitudes físicas medibles (fluencia y kerma) mediante los correspondientes coeficientes de conversión, los cuales han sido calculados mediante códigos de simulación del transporte de radiación y publicados por ICRP (International Commission on Radiological Protection) e ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) (ver Anexo I).

En la actualidad, los límites legales dentro de la Unión Europea, y en muchas otras naciones, se proporcionan en términos de la “dosis efectiva”, tal y como se definió en [ICRP 60]. Sin embargo, los dosímetros de área y personales utilizados para la determinación del campo de radiación se diseñan para que midan las magnitudes operacionales definidas por la ICRU. De este modo, los dosímetros personales normalmente estiman la “dosis equivalente personal”, mientras que los dosímetros ambientales y de área se diseñan para estimar la “dosis equivalente ambiental”. Ambas magnitudes operacionales se definieron para proporcionar una estimación adecuada de la magnitud limitadora bajo la mayor parte de las condiciones de trabajo habituales. La información de los dosímetros personales se utiliza como una medida adecuada de la dosis recibida por un individuo, mientras que las medidas de los instrumentos de área se utilizan para designar áreas en términos de ocupación y para comprobar o confirmar niveles de radiación antes o durante la operación de los trabajos en el área monitorizada.

Considerando la dependencia con la energía y la dirección de incidencia de la radiación, la representación integral de la fluencia espectral viene dada por la expresión:

$$\Phi_E(E) = \int \Phi_{E,\Omega}(E, \vec{\Omega}) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\theta \sin \theta \cdot \Phi_{E,\Omega}(E, \varphi, \theta) \quad (1)$$

siendo $d\Omega = d\varphi \cdot d\theta \cdot \sin \theta$, el elemento de ángulo sólido.

La relación entre $\Phi_{E,\Omega}$ y la magnitud limitadora u operacional $H_{l/o}$ puede describirse mediante la siguiente expresión:

$$H_{l/o} = \int h_{\Phi_{l/o}}(E, \Omega) \cdot \Phi_{E,\Omega} dE d\Omega \quad (2)$$

donde $H_{l/o}$ es el valor numérico de la magnitud limitadora (l) u operacional (o).

Los coeficientes de conversión para las tres magnitudes, dosis efectiva, dosis equivalente ambiental y dosis equivalente personal, tienen una fuerte dependencia con la energía de la radiación y en el caso de los neutrones la dependencia es bastante acusada. En la figura 1.1 se muestra la dependencia de los valores de los coeficientes de conversión de fluencia a dosis equivalente ambiental. De la figura se puede apreciar el importante incremento en los valores de estos coeficientes, que tiene lugar para energías comprendidas entre 10 keV y 1 MeV, aproximadamente.

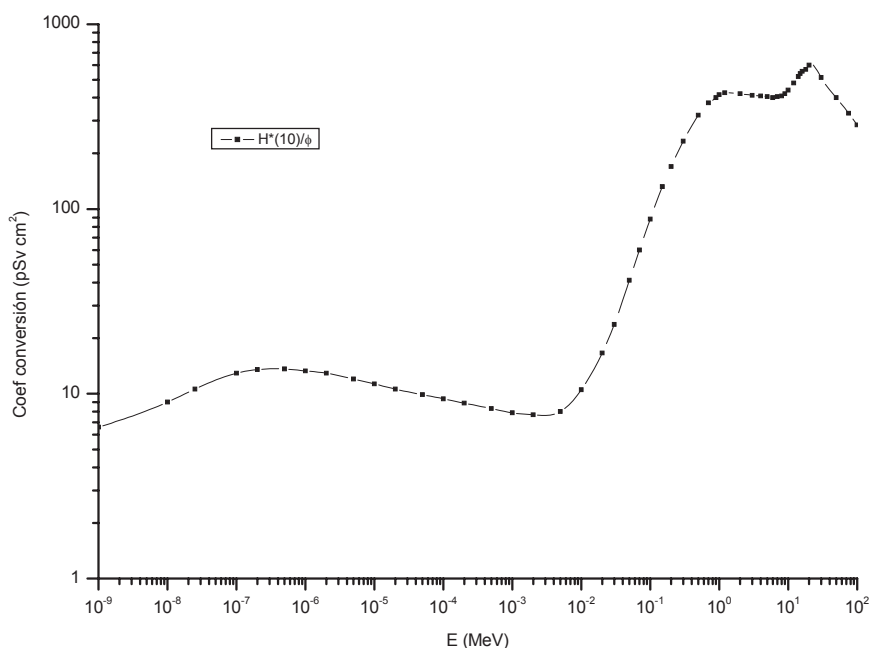


Figura 1.1.- Coeficientes de conversión de fluencia a dosis equivalente ambiental (ICRU 57)

Aunque, como se ha dicho, las magnitudes operacionales fueron definidas para proporcionar una estimación conservativa de la magnitud limitadora, para algunos campos de radiación la dependencia de la fluencia en energías y direcciones es tal que las magnitudes operacionales divergen significativamente de la magnitud limitadora.

En la figura 1.2 se puede observar cómo la dosis equivalente ambiental sobreestima la dosis efectiva en todos los casos para la irradiación isótropa (ISO) y en la mayor parte del rango en energías mostrado para el caso de una irradiación rotacional (ROT). Sin embargo, para energías comprendidas entre 1 eV y 50 keV, la dosis

equivalente ambiental, $H^*(10)$, subestima la dosis efectiva, E , para el caso de una irradiación antero-posterior (AP), poniendo de relevancia la conveniencia de disponer de información del campo en energías y en direcciones [Bartlett et al 2002].

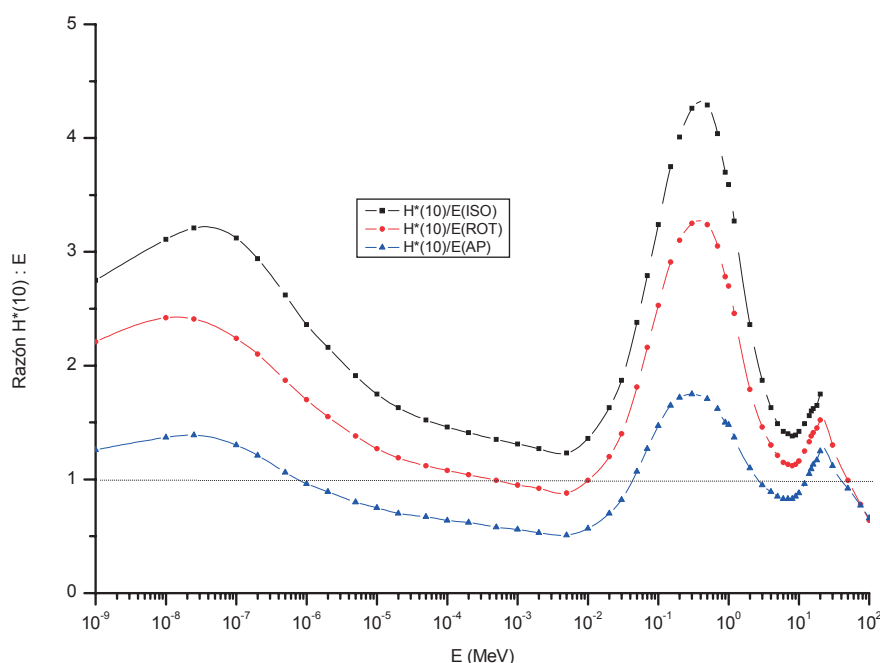


Figura 1.2.- Relación entre dosis equivalente ambiental y dosis efectiva para distintas condiciones de irradiación (ICRU 57)

Cabe señalar que las pocas determinaciones disponibles de distribuciones en dirección obtenidas en lugares de trabajo muestran que las componentes más importantes son la rotacional y la isotrópica. Esta situación es debida a la posible presencia de varias fuentes, a una fuente extensa, a la dispersión o al propio movimiento de los trabajadores. Sin embargo, para poder asegurarse de esto debe realizarse un estudio en direcciones de la radiación [Bartlett et al 2002].

Además, y puesto que la mayor parte de los dispositivos sensibles a neutrones lo son también a fotones, es necesario discriminar ambas contribuciones en el caso de campos mixtos. Tales campos mixtos pueden encontrarse en centrales nucleares, instalaciones para la gestión y almacén de MOX, aceleradores de partículas, laboratorios de calibración para neutrones, reactores experimentales de fusión y en vuelos transoceánicos, entre otros casos. En estos casos, la evaluación dosimétrica

presenta ciertas dificultades puesto que requiere determinar la contribución de las distintas componentes del campo de radiación [Delgado 2000].

Lo anteriormente expuesto acerca de las dificultades inherentes a la dosimetría y espectrometría de neutrones ha dado lugar a numerosas investigaciones para desarrollar dispositivos con capacidad espectrométrica que den solución a los problemas planteados.

Uno de los sistemas de espectrometría de neutrones más conocidos es el denominado “esferas de Bonner”, que consiste en un conjunto de esferas moderadoras de diferentes diámetros, fabricadas en polietileno, con las que se recubre un único detector sensible a neutrones térmicos. A partir de medidas realizadas con cada una de ellas y utilizando los algoritmos matemáticos adecuados (procedimiento de “*unfolding*”), es posible obtener el espectro incidente, asumiendo que éste no varía durante todo el tiempo de medida. Tal requisito, que se cumple fácilmente en el caso de instalaciones de calibración, no siempre está garantizado en medidas ambientales o en dosimetría de área, donde la necesidad de múltiples exposiciones sucesivas puede suponer una limitación en las condiciones de aplicación del sistema de esferas de Bonner. Por otra parte, debido a su diseño, la respuesta de las esferas de Bonner es isótropa (no direccional) no distinguiendo, por tanto, la dirección de incidencia de la radiación.

Para evitar estos inconvenientes se han propuesto otros diseños de espectrómetros formados por una única esfera moderadora en la que se introducen varios detectores, o uno sólo móvil, de manera que la información de respuesta en energías venga dada por la posición del detector en lugar de por el radio de la esfera empleada. Este tipo de dispositivos presenta además respuesta direccional. La presente memoria de Tesis Doctoral presenta los resultados obtenidos acerca de la viabilidad científica y técnica de un dispositivo de este tipo de nueva concepción, estudiando mediante simulación numérica su respuesta a diferentes tipos de campos de radiación neutrónica.

A continuación se presentan algunos de los resultados más relevantes publicados en la literatura científica, antes de presentar los objetivos y el contenido de la presente tesis.

1.1 Antecedentes y situación actual

El primer sistema de esferas de Bonner, descrito por [Bramblett et al 1960] utilizaba un centelleador cilíndrico de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$, de 4 mm de alto por 4 mm de diámetro, con 96.1 % de ${}^6\text{Li}$. Estos autores obtuvieron resultados experimentales del número de cuentas en función de la energía para neutrones desde energías térmicas hasta 15.1 MeV y para esferas moderadoras de polietileno de 2'', 3'', 5'', 8' y 12'' de diámetro.

Posteriormente, [Mares y Schraube 1994] calcularon la matriz respuesta de este sistema de esferas de Bonner con el mismo detector de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ utilizando el código de simulación por Monte Carlo, MCNP, para energías comprendidas entre 0.01 eV y 100 MeV y considerando las esferas de 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 15 y 18 pulgadas y el detector desnudo. Posteriormente, los mismos autores [Mares y Schraube 1995] proporcionaron nuevos valores de la matriz respuesta del mismo dispositivo para energías comprendidas entre 14.8 MeV y 100 MeV utilizando una librería de secciones eficaces actualizada para tener en consideración la influencia de la variación de las secciones eficaces en la interacción de neutrones con el carbono del polietileno. Estos mismos autores también obtuvieron resultados para el caso de un contador proporcional de ${}^3\text{He}$ de 32 mm de diámetro.

[Sweezy et al 1998], con el fin de eliminar los problemas de los detectores activos de ${}^6\text{LiI}$ asociados al apilamiento de pulsos y la elevada componente gamma en campos muy intensos, realizaron un estudio para un sistema de esferas de polietileno, utilizando dosímetros de termoluminiscencia como detectores de neutrones térmicos. Situaron nueve pares de dosímetros de ${}^{6,7}\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600/TLD-700) en el centro de las esferas, dispuestos en una base de aluminio, con uno en el centro y ocho a su alrededor a la misma distancia radial (0.55 cm) desde la posición del

detector central. Los resultados experimentales se obtuvieron irradiando con una fuente de ^{252}Cf sin moderación.

[Vega Carrillo et al 1999] publicaron resultados de la matriz respuesta de un sistema de esferas de Bonner empleando como detector central un dosímetro de $^6\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600). Estos autores utilizaron el código MCNP-4A para calcular las funciones respuesta de las esferas de 2, 3, 5, 8, 10 y 12 pulgadas, considerando 20 valores de energías comprendidas entre 2.5×10^{-8} y 20 MeV.

También [Taniguchi et al 2001] utilizaron un par de centelleadores de ^6Li y ^7Li y un sistema de esferas moderadoras para discriminar las componentes neutrón-gamma o neutrón-protón en campos mixtos, obteniendo las respuestas para neutrones de hasta 200 MeV. Para ello realizaron irradiaciones y simulaciones con MCNPX para las esferas de polietileno de 0.15, 3.0, 5.0 y 9.0 cm de diámetro con una fuente puntual de ^{252}Cf .

En los casos expuestos anteriormente la finalidad del sistema de detección era la de proporcionar información espectrométrica con fines de calibración empleando uno o varios detectores centrales y distintas esferas de polietileno, sin proporcionar información direccional del campo incidente. El interés por obtener también información direccional, es decir, no sólo el espectro de fluencia de la radiación incidente, sino también su distribución angular ha dado lugar al desarrollo de dispositivos con capacidad de respuesta direccional.

Con este propósito, [Luszik-Bhadra et al 1996] y [Matzke et al 1997] insertaron seis detectores de trazas CR-39 en la superficie de una esfera de polietileno de 30 cm de diámetro y abordaron la determinación del espectro incidente considerando éste formado por tres grupos o componentes principales (térmicos, intermedios y rápidos) y suponiendo además que el campo de radiación incidente era la suma de dos componentes principales (un haz paralelo y una componente isótropa).

[Toyokawa et al 1994] y [Toyokawa et al 1997], desarrollaron un nuevo espectrómetro de neutrones empleando una única esfera de polietileno de 26 cm de diámetro en la que perforaron tres canales de 1 cm de diámetro a lo largo de tres ejes perpendiculares para permitir el desplazamiento de un contador proporcional de ^3He . Las funciones respuesta para neutrones monoenergéticos de 165 keV, 5.0 MeV y 14.9 MeV se obtuvieron combinando simulaciones por Monte Carlo e irradiaciones con neutrones monoenergéticos.

[Yamaguchi et al 1999] consideraron un diseño muy parecido al presentado por [Toyokawa et al 1994] pero utilizando una esfera moderadora de 30 cm de diámetro y 19 pares de centelleadores de ^6Li y ^7Li insertados a lo largo de tres ejes ortogonales en la esfera con el propósito de poder discriminar entre neutrones y otro tipo de radiación (fotones y protones), al igual que [Taniguchi et al 2001]. Los resultados publicados se basaban tanto en simulaciones como en datos experimentales obtenidos con neutrones monoenergéticos y una fuente de ^{252}Cf .

[Drake y Kierkegaard 1999] presentaron un diseño similar pero con una esfera moderadora de 16 cm de diámetro hecha de parafina (40%) y ácido bórico (60%). Su interior tenía 18 huecos dispuestos en los tres planos ecuatoriales (8 en cada uno de ellos) en lo que introdujeron diferentes materiales (PMMA, TLDs y PADCs). Los autores analizaron la dependencia direccional del dispositivo mediante simulaciones e irradiaciones con una fuente de ^{252}Cf .

[d'Errico et al 2001] y [d'Errico et al 2002] utilizaron un detector de burbujas sobrecalentado a una profundidad de 10 mm en una esfera de nylon-6 (material propuesto por la ICRU como sustituto de tejido blando) de 30 cm de diámetro. Los autores compararon los resultados de respuesta de este detector con los coeficientes de conversión de fluencia a dosis equivalente direccional.

[Muñiz et al 2004] proporcionaron resultados experimentales preliminares de un primer prototipo de espectrómetro basado en pares de dosímetros $^{6,7}\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600/TLD-700) situados dentro de un maniquí esférico de polietileno

irradiando con una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ localizada a una distancia de 50 cm desde el centro de la esfera.

Por último, [Monk y Joyce 2007] presentaron otro diseño para la caracterización del campo neutrónico debido a rayos cósmicos en las capas altas de la atmósfera. Este diseño consta de una esfera de polietileno en el centro de la cual se ha introducido un contador proporcional de ^3He rodeado de una capa de material con el fin de potenciar las reacciones (n,xn). Alrededor de este detector central, en los tres ejes ortogonales se habían distribuido 12 diodos de silicio recubiertos con una capa de 0.7 mm de espesor de ^6Li para capturar neutrones térmicos y producir partículas cargadas que sean detectadas por los diodos. De este modo, en cada uno de los ejes hay un total de 4 diodos. Los 12 diodos están repartidos en capas concéntricas con 6 de ellos insertados en el perímetro de la esfera.

1.2 Objetivos y descripción de la presente memoria

En la línea de lo descrito al comienzo de esta introducción, el objetivo de esta tesis doctoral es analizar el diseño de un nuevo espectrómetro consistente en una única esfera de polietileno dentro de la cual se sitúan un número determinado de detectores de termoluminiscencia, discutiendo las ventajas e inconvenientes de este diseño comparado con el sistema de esferas de Bonner y su viabilidad para aplicaciones en dosimetría con fines de protección radiológica.

Partiendo de un estudio detallado del sistema de esferas de Bonner, se han estudiado los procesos físicos que tienen lugar en la interacción de los neutrones con el espectrómetro. Para demostrar la viabilidad del nuevo dispositivo como espectrómetro y con fines a optimizar el diseño de éste, se han calculado las matrices respuesta considerando distintas geometrías de irradiación y direcciones de incidencia, empleando para ello el código de simulación por Monte Carlo, MCNPX. La determinación del espectro de fluencia incidente a partir de la información que proporciona este nuevo diseño, se ha llevado a cabo simulando la exposición a distintas fuentes de neutrones ($^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf y ^{252}Cf moderado con hierro y

polietileno) haciendo uso de varios códigos de *unfolding* basados en diferentes algoritmos matemáticos (MAXED, GRAVEL, FRUIT) habitualmente utilizados en las esferas de Bonner. De este modo, se verifica la capacidad espectrométrica del nuevo dispositivo multidetector para su aplicación a los espectros habituales en el campo de la dosimetría con fines de protección radiológica, y la posibilidad de utilizar los códigos anteriormente citados para su aplicabilidad a este nuevo diseño.

Así mismo, se ha obtenido la matriz respuesta de un primer prototipo ya construido para dosimetría de campos mixtos neutrón-gamma permitiendo este estudio modificar en lo posible el diseño de este primer prototipo. Como consecuencia de los resultados obtenidos se han establecido los requisitos de diseño necesarios para la construcción de un segundo prototipo mejorado para los espectros que habitualmente se requeriría medir en dosimetría de neutrones (desde neutrones térmicos hasta 20 MeV, aproximadamente). De este modo, se ha optimizado la posición y número de TLDs en el interior de la esfera de polietileno, proporcionando las posiciones adecuadas a lo largo de los tres ejes ortogonales de ésta. El diseño del segundo prototipo proporcionaría la información espectral necesaria con el mínimo número de TLDs que necesitan ser leídos posteriormente, reduciendo en la medida de lo posible el inconveniente del tiempo empleado cuando se hace uso de dosímetros pasivos.

Los resultados de esta tesis han dado lugar a varias publicaciones y comunicaciones a congresos, tal y como se detalla en el apartado correspondiente a referencias y publicaciones. Así mismo, dichos resultados forman parte del proyecto del Plan Nacional de I+D “Desarrollo de un nuevo dosímetro multidetector para la medida de dosis bajas en campos mixtos neutrón-gamma” (referencia: ENE2004-07409), financiado por la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología (CICYT). El análisis de un espectrómetro de esferas de Bonner, como paso previo para el diseño y caracterización del nuevo dispositivo se ha realizado en el marco de la acción coordinada, CONRAD (A Coordinated Network for Radiation Dosimetry), financiada por la Unión Europea dentro del 6º Programa Marco.

Esta tesis ha sido desarrollada gracias a la concesión de una Beca Predoctoral de Formación de Personal Investigador (FPI CIEMAT, beca nº 21, BOE No. 21 de 25 de enero de 2005, páginas 2932-2939) con el tema: “Estudio y desarrollo de un nuevo diseño de multidetector direccional para espectrometría de neutrones haciendo uso de detectores pasivos de termoluminiscencia”.

La estructura de esta memoria de Tesis es la siguiente:

En el Capítulo 1, se describe el propósito del presente trabajo de investigación, se justifica su interés para la dosimetría de neutrones y se proporciona una rápida visión de los antecedentes y la situación actual que constituyen el marco para su desarrollo.

En el Capítulo 2 se discuten los conceptos físicos y matemáticos fundamentales en que se basa el desarrollo de este trabajo. En particular, se analizan los distintos tipos de interacciones de los neutrones con la materia, las bases físicas de la espectrometría de neutrones, el procedimiento para el cálculo de la matriz repuesta de un espectrómetro y las técnicas de *unfolding* empleadas que permiten obtener el espectro incidente a partir de las medidas realizadas.

En el Capítulo 3, y como parte de una comparación internacional organizada dentro de la acción coordinada CONRAD (6º Programa Marco), se analiza la respuesta de un espectrómetro de esferas de Bonner con un detector central de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, poniendo especial énfasis en las bases físicas comunes con el nuevo diseño de espectrómetro que se presenta a continuación en los capítulos 4 y 5.

En el Capítulo 4 se describe en detalle el diseño y funcionamiento de un nuevo dispositivo basado en una única esfera moderadora con múltiples detectores situados en distintas posiciones en su interior, así como su viabilidad como espectrómetro a partir del estudio de las matrices respuesta bajo distintas condiciones de irradiación, calculadas mediante simulaciones por Monte Carlo. Así mismo, se utilizan los

códigos de *unfolding* MAXED, GRAVEL y FRUIT para la obtención del espectro de fluencia incidente de distintas fuentes.

En el Capítulo 5 se considera un primer prototipo de espectrómetro multidetector para campos mixtos basado en pares de dosímetros de termoluminiscencia (TLDs) de $^6\text{LiF}:\text{Ti,Mg}$ / $^7\text{LiF}:\text{Ti,Mg}$ (TLD-600 / TLD-700), se calcula y analiza su matriz respuesta y se proporcionan las bases de diseño para la construcción de un segundo prototipo mejorado en el cual el número y disposición de los TLDs en el interior de la esfera de polietileno esté optimizado para la medida de campos mixtos en aplicaciones a dosimetría ambiental y de área.

En el Capítulo 6 se resumen las principales conclusiones de esta tesis. A continuación se incluyen las referencias utilizadas y se enumeran las publicaciones y contribuciones a congresos a los que han dado lugar los resultados obtenidos.

Por último, en el Anexo I se proporcionan las definiciones de las magnitudes utilizadas en dosimetría y protección radiológica y en el Anexo II se describen brevemente las características más importantes del código de simulación por Monte Carlo, MCNPX.

Capítulo 2

INTERACCIÓN DE NEUTRONES CON LA MATERIA. ESPECTROMETRÍA. OBTENCIÓN DE LA MATRIZ RESPUESTA. MÉTODOS DE “*UNFOLDING*”

En este apartado se exponen brevemente los mecanismos fundamentales de interacción de neutrones con la materia que son de utilidad para esta tesis [Tanarro 1970] o [Knoll 1999]. También se discuten los requisitos para los espectrómetros utilizados en dosimetría, poniendo especial énfasis en los principios en que se basa el espectrómetro conocido como “esferas de Bonner”, consistente en un conjunto de esferas moderadoras de distintos diámetros, las cuales se colocan centradas alrededor de un único detector sensible a neutrones térmicos. Dichos principios son similares a los que se consideran más adelante en relación al diseño del nuevo espectrómetro, que constituye el tema central de esta memoria de tesis. Finalmente, se describen las bases matemáticas para la obtención de la forma discretizada de la matriz respuesta de un espectrómetro de neutrones y los fundamentos de los códigos de “*unfolding*” empleados en esta tesis.

2.1 Interacción de los neutrones con la materia

Por carecer de carga eléctrica, los neutrones no ionizan directamente las sustancias que atraviesan y, además, al no ser desviados por los campos eléctricos de núcleos o electrones, son capaces en general de atravesar grandes espesores de materia. Un neutrón interacciona con la materia tan sólo cuando se acerca a muy pequeña distancia de un núcleo, hasta el punto de poder hablarse de colisión entre ambos. Considerando un haz paralelo de n_0 neutrones incidentes y monoenergéticos, el número de neutrones por unidad de superficie perpendicular al haz, $n(x)$, que ha atravesado sin cambiar de dirección un espesor x de una superficie perpendicular al haz, constituida por un elemento simple, viene dado por

$$n(x) = n_0 \exp(-N\sigma x) \quad (1)$$

donde N es el número de núcleos por cm^3 de la sustancia atravesada y σ es la llamada “sección eficaz” total por núcleo, que depende de dicha sustancia y de la energía de los neutrones, y viene a representar la superficie eficaz o efectiva que ofrece el núcleo para la absorción del neutrón o su desviación de la dirección incidente. La unidad de medida habitual para la sección eficaz es el barn, siendo

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (2)$$

Al producto $N\sigma = \Sigma$ o sección eficaz total, no ya de un solo núcleo, sino de 1 cm^3 de materia constituido por N átomos de núcleos idénticos, se le llama “sección eficaz macroscópica” y se expresa ordinariamente en cm^{-1} .

El número de interacciones que han tenido lugar en un espesor x de la materia en cuestión, viene dado por:

$$n_0 - n(x) = n_0 [1 - \exp(-N\sigma x)] \quad (3)$$

En los casos en que $N\sigma x \ll 1$, la anterior expresión puede reducirse a

$$n_0 - n(x) \approx n_0 N\sigma x \quad (4)$$

que resulta una expresión adecuada para cálculos rápidos aproximados.

Esta aproximación (expresión 4) suele también expresarse en términos algo distintos. Llamando ahora n a la densidad de neutrones en el haz o número de ellos por cm^3 y suponiendo que todos poseen la misma velocidad \bar{v} , el producto $n\bar{v}$ equivale al número de neutrones que inciden por segundo sobre 1 cm^2 de superficie perpendicular a \bar{v} . El número de interacciones por cm^3 de sustancia y por segundo es:

$$R = n \cdot \bar{v} \cdot N \cdot \sigma = n \cdot \bar{v} \cdot \Sigma \quad (5)$$

Definiendo el flujo neutrónico¹ $\phi = nv$ (neutrones/cm²·s) como el producto de la densidad neutrónica por la velocidad, resulta la expresión:

$$R = \Sigma \cdot \phi \quad (6)$$

Dado que la probabilidad de interacción es independiente de la dirección de \vec{v} y depende sólo de su módulo o valor absoluto, el flujo puede concebirse también como el número de neutrones que, desde cualquier dirección, inciden por cm² y por segundo en una zona ocupada por la sustancia de sección eficaz macroscópica Σ .

Lo anteriormente expuesto resulta válido para neutrones incidentes monoenergéticos. Sin embargo, en la práctica la energía de los neutrones puede variar de forma continua dentro de un intervalo más o menos amplio. El flujo neutrónico² en este caso sería entonces:

$$\phi(E) = n(E) \cdot v(E) \quad (7)$$

El flujo neutrónico por unidad de intervalo de energías, $\phi(E) \cdot dE$ es el flujo de neutrones con energías comprendidas entre E y E+dE. El flujo total, incluyendo todas las energías, es entonces:

$$\phi = \int_0^{\infty} \phi(E) dE = \int_0^{\infty} n(E) \cdot v(E) dE \quad (8)$$

estando la velocidad y la energía ligadas por la conocida relación:

¹ Aunque en los libros de ingeniería y manuales de simulación de transporte de partículas como MCNPX se suele referir a esta magnitud como flujo, en rigor, se trata de la magnitud tasa de fluencia, tal y como se define en [ICRU 60].

² Aunque en los libros de ingeniería y manuales de simulación de transporte de partículas como MCNPX se suele referir a esta magnitud como flujo, en rigor, se trata de la magnitud distribución en energías de la tasa de fluencia, tal y como se define en [ICRU 60].

$$E = \frac{1}{2} m_n v^2 \quad (9)$$

y siendo m_n a la masa del neutrón.

Siendo también la sección eficaz de interacción de los neutrones con la materia función de la energía de aquéllos, el número de interacciones por centímetro cuadrado y por segundo para una sustancia de sección eficaz macroscópica $\Sigma(E)$, provocadas por neutrones de cualquier energía, viene dado por:

$$R = \int_0^{\infty} \Sigma(E) \cdot \phi(E) dE \quad (10)$$

Para simplificar esta expresión suele definirse una sección eficaz macroscópica media $\bar{\Sigma}$ de la forma:

$$\bar{\Sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma(E) \cdot \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \phi(E) dE} \quad (11)$$

resultando entonces

$$R = \bar{\Sigma} \cdot \phi \quad (12)$$

De manera parecida a como sucede con los fotones, la disminución de la intensidad de un haz de neutrones al atravesar la materia es consecuencia de diversos procesos muy distintos, cada uno de ellos con su particular sección eficaz o probabilidad de ocurrencia. Dichos procesos son fundamentalmente los que se indican a continuación.

2.1.1 Colisión elástica e inelástica.

Cuando un neutrón choca con un núcleo sin ser absorbido por él es, en cambio, generalmente desviado de su dirección de incidencia, teniendo lugar un fenómeno de dispersión. La colisión se llama elástica cuando se conserva la energía cinética total del neutrón y núcleo que chocan. Por el contrario, en la colisión inelástica el núcleo queda en un estado excitado, absorbiendo, por tanto, parte de la energía cinética del neutrón incidente. Esta energía no aparece después del choque como energía cinética, sino que el núcleo excitado se desprende de ella por emisión, en general, de un fotón gamma.

Para la descripción cuantitativa de una reacción inelástica debe conocerse el valor de Q de la reacción. El valor de Q es la diferencia en la energía total entre el canal de entrada y el de salida. Si se hace uso de mecánica no relativista, la energía del neutrón en el canal de salida, $E_{n,salida}$, viene dada por:

$$\sqrt{E_{n,salida}} = v \pm \sqrt{v^2 + w} \quad (13)$$

donde

$$v = \sqrt{E_{n,entrada} \cdot M_n \cdot M_{A,entrada}} \cdot \frac{\cos \theta}{M_n + M_{A,salida}} \quad (14)$$

y

$$w = \frac{M_{A,salida} \cdot Q + E_{n,entrada} \cdot (M_{A,salida} - M_n)}{M_n + M_{A,salida}} \quad (15)$$

donde θ es el ángulo entre las direcciones de vuelo del neutrón incidente y el de salida en el sistema de referencia de laboratorio, $E_{n,entrada}$ es la energía del neutrón en el canal de entrada, M_n es la masa del neutrón y $M_{A,entrada}$, $M_{A,salida}$ son, respectivamente, las masas del núcleo blanco, A, en los canales de entrada y salida.

En general, se asume que el núcleo blanco está en reposo. A energías elevadas es necesario hacer un cálculo relativista, mientras que para neutrones térmicos es necesario considerar el movimiento térmico del núcleo blanco o el de las moléculas que componen el material. Los principales modos de vibración de las moléculas son vibracionales o rotacionales. Esta interacción conduce a un incremento en la sección eficaz efectiva, teniendo que hacer entonces un tratamiento especial.

La colisión elástica entre un neutrón y un núcleo sigue las leyes del choque elástico entre dos esferas, resultando en virtud de ellas que la energía media cedida por el neutrón al núcleo con el que choca será tanto mayor cuanto más semejantes sean las masas de ambos.

La energía media transferida mediante dispersión elástica a un núcleo se puede aproximar (asumiendo que la dispersión es isótropa en el sistema de centro de masas) por:

$$\bar{E}_{tr} = E \frac{2M_a \cdot M_n}{(M_a + M_n)^2} \quad (16)$$

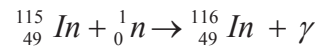
donde E es la energía del neutrón, M_a la masa del núcleo blanco y M_n la masa del neutrón.

Para los núcleos de hidrógeno (protones de retroceso) se tiene que $\bar{E}_{tr} = E/2$ con E_{tr} variando desde 0 (para protones de retroceso a 90°) hasta $\bar{E}_{tr} = E$ para protones emitidos hacia adelante. Para otros núcleos comunes se tiene: $\bar{E}_{tr} = 0.142E$ para el C, $0.124E$ para el N y $0.083E$ para el O.

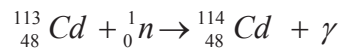
2.1.2 Reacción de captura radiativa.

En este tipo de reacciones se produce la captura del neutrón incidente por el núcleo, formándose un núcleo compuesto de número másico (A+1) en estado excitado.

Frecuentemente, dicho isótopo es radiactivo y se desintegrará después, en general, por emisión beta negativa, ya que la captura del neutrón habrá producido un núcleo en el que la relación entre el número de neutrones y el de protones resulta excesiva para que se tenga estabilidad. Ejemplo de proceso de esta clase se verifica en el ^{115}In , que constituye el 100 % del indio natural:



Otro ejemplo de absorción de neutrones lo presenta el ^{113}Cd :

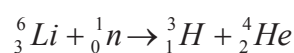
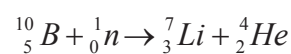


caracterizado por su gran sección eficaz para neutrones térmicos, que llega a valer 20800 barns, por lo que el cadmio natural, que contiene 12.3 % de ^{113}Cd , se emplea con gran eficiencia como absorbente de neutrones térmicos. En cambio, la sección eficaz desciende a valores muy bajos para neutrones de energía superior a 1eV, por lo que el cadmio resulta ineficaz en la absorción de neutrones rápidos.

2.1.3 Reacción de absorción con emisión de una o varias partículas cargadas.

En la mayoría de estos casos la energía neta resultante de la reacción es negativa, lo que significa que el neutrón incidente debe proporcionar energía suficiente para vencer la energía de ligadura de la partícula cargada en el núcleo compuesto que la emite.

Sin embargo, se dan unos pocos casos en los que la energía de la reacción es positiva, pudiendo ser, por tanto, provocada por neutrones de cualquier energía. Los dos casos más conocidos son:

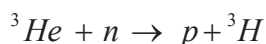


La emisión de la partícula alfa en las anteriores reacciones es prácticamente simultánea con la llegada del neutrón incidente, empleándose dicha partícula para la detección del neutrón y la determinación del instante de llegada.

La sección eficaz para neutrones térmicos del ^{10}B es elevada, de 3840 barns, por lo que también el boro natural, cuyo 19 % es ^{10}B , constituye un buen absorbente de dichos neutrones. Para energías comprendidas entre 0.001 eV y 30 keV, la sección eficaz para esta reacción varía proporcionalmente a $1/v$, siendo v la velocidad del neutrón incidente. De los 2.4 MeV liberados en la reacción, la partícula alfa sale con 1.5 MeV de energía cinética y el núcleo del litio con 0.9 MeV.

En cuanto a la segunda reacción citada, el ^6Li tiene una sección eficaz de 940 barns para neutrones térmicos y, puesto que su abundancia es sólo del 7 % en el litio natural, la sección eficaz equivalente de este último es sólo 65 barns. Esta reacción suele ser utilizada para la producción de tritio mediante la irradiación con neutrones del litio en un reactor nuclear. Sobre esta reacción en concreto se hablará más detenidamente en el capítulo 3 de esta tesis.

Existe un tercer tipo de reacción también muy empleada en espectrometría de neutrones lentos:



Esta última reacción tiene una sección eficaz de 5320 barns, llevándose el protón 0.574 MeV y el tritón 0.191 MeV.

2.1.4 Fisión nuclear.

La fisión nuclear puede tener lugar en todos los elementos de número atómico mayor de 30, bombardeados con neutrones suficientemente energéticos, de hasta varios centenares de MeV. Sin embargo, con neutrones de energía inferior a los 10

MeV la fisión sólo se presenta con secciones eficaces apreciables en núcleos de número atómico mayor de 90. El ^{238}U (99.27 % del uranio natural) y el ^{232}Th (100 % del torio natural) empiezan a presentar una sección eficaz de fisión del orden de medio barn para neutrones de energía algo superior a 1 MeV.

Por su gran masa y carga eléctrica los productos de fisión producen una intensa ionización específica y pierden rápidamente toda su energía en un corto recorrido, de un par de centímetros aproximadamente, en un gas a presión normal.

2.2 Espectrometría de neutrones

2.2.1. *Propiedades deseadas para los espectrómetros utilizados en dosimetría*

Dependiendo del propósito para el que van a utilizarse los espectrómetros, las condiciones ambientales en el lugar de medida y las regulaciones de seguridad aplicables, los espectrómetros deberían cumplir una selección de los siguientes requisitos [Thomas and Klein 2003]:

- Si el objetivo es medir magnitudes tales como la fluencia/tasa de fluencia total o la dosis/tasa de dosis equivalente ambiental, el espectrómetro debería tener una respuesta isótropa, es decir, independiente de la dirección de incidencia de la radiación.
- Si se tiene que evaluar datos de referencia para dosis equivalente personal o dosis efectiva, entonces se requiere información direccional sobre el campo de radiación incidente.
- El espectrómetro debería poder operar sobre un rango amplio de condiciones ambientales, por ejemplo de humedad de hasta el 90 % (en el contenedor de un reactor de agua a presión, PWR), temperaturas de hasta 45 °C (en PWR y algunos tipos de BWR), o en condiciones en las que hayan interferencias electromagnéticas (como generadores de alta frecuencia utilizados en aceleradores y experimentos con plasmas).
- Debido a que los espectrómetros generalmente se emplean en presencia de campos mixtos, deben ser insensibles a la componente del campo que no se

pretende medir o tener un medio para diferenciar las señales procedentes de ambas componentes, neutrones y fotones. En el caso de detectores activos, dichas componentes pueden discriminarse estableciendo un umbral electrónico por encima del cual los pulsos generados debidos a sucesos inducidos por fotones son improbables. En el caso de detectores pasivos, se suele utilizar un detector sensible a ambos tipos de radiación, neutrones y fotones, y otro insensible a neutrones. Sólo en los casos en que se dispone de detectores exclusivamente sensibles a neutrones se utiliza un solo tipo de detector, como es el caso de los detectores de trazas (ICRU 66).

- Los espectrómetros han de emplearse a menudo en áreas de acceso restringido, por razones de seguridad y protección radiológica. Por tanto, los espectrómetros deberían ser fácilmente transportables por una única persona, resistentes a las sacudidas y a pequeños golpes, controlados remotamente si así se requiere, y fáciles de colocar y utilizar.
- Debido a que las tasas de dosis equivalente pueden ser bajas y/o a que el tiempo de acceso para la toma de medidas en los emplazamientos suele ser reducido, es deseable una elevada sensibilidad para el espectrómetro. Mejor incluso sería poder disponer de un rango de sensibilidades de forma que pueda seleccionarse la más adecuada según las condiciones esperables del campo de radiaciones. Por ejemplo, elevada sensibilidad para reducir el tiempo de medida para bajas tasas de dosis o baja sensibilidad para minimizar el tiempo muerto o los problemas de apilamiento debidos a altas tasas de dosis, en caso de los detectores activos.
- Sería, además, muy conveniente que el espectrómetro proporcionase al menos un análisis preliminar del espectro de forma on-line o poco después de haber obtenido las medidas, con el fin de identificar posibles problemas que puedan aparecer mientras todavía se está en el lugar de monitorización.

No existe el espectrómetro ideal que cumpla todos los requisitos y resulte idóneo en todas las condiciones y situaciones de medida por lo que en cada caso es necesario elegir uno que cumpla lo mejor posible con la mayor parte de los puntos anteriormente señalados, lo que viene determinado esencialmente por el propósito

para el que se va a utilizar, el tipo de partículas emitidas por la fuente, el espectro en energías de emisión de las fuentes y el tipo de detector empleado.

Además de los requisitos mencionados, hay otros que deben tenerse en cuenta a la hora de seleccionar un tipo de detector u otro. Por ejemplo, debe procurarse que las distribuciones en energías y direcciones medidas sean representativas de las condiciones habituales de trabajo promediadas sobre un periodo de tiempo suficientemente largo. En estos casos, puede ser ventajoso disponer de dosímetros pasivos que integren la respuesta a lo largo de todo el tiempo de exposición que se considere representativo para el trabajador en su ambiente habitual de trabajo. En particular, este requisito resulta especialmente importante para la determinación de la dosis equivalente ambiental en aplicaciones de dosimetría de área (donde el espectro neutrónico no es necesariamente constante en energías y direcciones) y constituye una limitación para el uso de sistemas espectrométricos que requieren múltiples exposiciones (esferas de Bonner). Para este tipo de aplicaciones, sistemas que permitan determinar el espectro neutrónico a partir de una única exposición, como el que se describe en esta tesis basado en una única esfera moderadora con múltiples detectores en su interior, pueden resultar especialmente indicados. La necesidad de una única exposición garantiza que todos los detectores se irradian en las mismas condiciones, incluso en la medida de campos que varíen significativamente con el tiempo.

Para la elección del espectrómetro adecuado para aplicaciones en protección radiológica, la amplitud del espectro a medir puede llegar a ser más importante que la obtención de una gran resolución en energías. De hecho, uno de los espectrómetros más empleados en estas aplicaciones es el sistema de esferas de Bonner (BSS). En la actualidad, para estos espectrómetros se emplean diferentes tipos de detectores. El uso de estos espectrómetros incluso se ha incrementado debido a la aparición de sistemas de muchos canales para la medida de neutrones de energías más elevadas, como es el caso de los contadores proporcionales o los centelleadores orgánicos. Estos detectores muestran una mayor resolución en

energías pero cubren sólo una parte del espectro neutrónico que puede encontrarse en muchos lugares de trabajo con neutrones [McDonald et al 2002].

En algunos casos, el propio diseño del detector o la electrónica asociada a él, hacen que la respuesta de éste no sea isótropa al campo de irradiación incidente debido a la falta de simetría del detector o a la perturbación de la fluencia de neutrones causada por los materiales de la electrónica asociada. Para medidas en las cuales una respuesta isótropa sea un requisito esencial, el empleo de esferas moderadores del tipo de las esferas de Bonner resulta el más adecuado para una determinación precisa del campo incidente de radiación.

2.2.2. Espectrometría de fluencia para neutrones

Los espectrómetros se pueden clasificar en tres grupos según el método de detección empleado. Uno de estos grupos está basado en la moderación de neutrones para su posterior detección y los otros dos en las reacciones inducidas por los neutrones rápidos o en su dispersión.

Los detectores basados en la moderación tienen la ventaja de una respuesta extensa en energías. Dentro de este tipo de detectores existen distintas variantes: detectores cilíndricos (los denominados “*long counters*”) como los “*Anderson-Braun*” y detectores esféricos como los “*Leake*”. Las esferas de Bonner pertenecen a este último grupo.

En condiciones en que la distribución angular del campo de radiación es conocida, como es el caso de fuentes de calibración o instalaciones metrológicas, normalmente se requiere un espectrómetro con respuesta isótropa o casi isótropa que pueda proporcionar una información lo más precisa posible de la distribución en energías de la fluencia (espectro neutrónico). Tanto los centelleadores como los detectores de protones de retroceso tienen, generalmente, esta propiedad. Sin embargo, para este tipo de detectores el rango en energías está restringido a neutrones rápidos, con lo que estos detectores normalmente se utilizan sólo para casos especiales.

Los espectrómetros de multiesferas, consistentes en un determinado número de esferas moderadoras que se utilizan para rodear un único detector de neutrones térmicos situado en el centro, permiten determinar todo el espectro completo de interés para la mayor parte de las aplicaciones en protección radiológica, esto es, desde algunos meV hasta alrededor de 20 MeV. En algunos casos, y con modificaciones adecuadas, se puede llegar hasta energías del orden del GeV. Desde su aparición en 1960 hasta la actualidad, este tipo de espectrómetros se ha mostrado como un método bastante efectivo con la particularidad de que no proporciona información direccional, sino únicamente en energías.

2.2.3. Espectrómetros de esferas moderadoras

2.2.3.1 Características físicas del sistema de esferas de Bonner

Los espectrómetros de “esferas de Bonner” constan de un determinado número de esferas homogéneas de polietileno, que se utilizan sucesivamente empleando un único detector en su centro, el cual muestra una respuesta dominante a neutrones térmicos. Los diámetros de las esferas, tradicionalmente fabricadas en valores enteros del valor de una pulgada de diámetro (2.54 cm), pueden ser desde 5.1 cm hasta 45.7 cm. Cada una de las esferas, cuya nomenclatura habitual es la de su diámetro expresado en pulgadas, tiene una respuesta diferente en función de la energía de los neutrones incidentes de manera que las medidas obtenidas con el conjunto de estas esferas proporcionan información sobre el espectro neutrónico. Las esferas pueden utilizarse en un amplio margen de tasas de dosis debidas a neutrones que comprenden desde una tasa de fluencia del orden de $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (correspondiente a una tasa de dosis equivalente de 10 nSv h^{-1}) hasta 1 mSv h^{-1} o incluso más y con tasas de fluencia de fotones relativamente elevadas, dependiendo del detector de que se trate.

2.2.3.2 Principios de operación

Es importante destacar que los principios básicos en que se basa el sistema de esferas de Bonner y que se discuten en este apartado y siguientes, son en esencia los mismos que resultan aplicables para el nuevo diseño de dispositivo basado en una única esfera moderadora, el cual se discutirá en los capítulos 4 y 5 de esta memoria.

En la interacción de los neutrones con el polietileno de las esferas moderadoras se producen varias reacciones de las cuales las más importantes son cuatro [Alevra y Thomas 2003]:

1. Un neutrón incidente entra en la esfera de polietileno y escapa posteriormente de ella después de su primera interacción, normalmente una colisión elástica con el núcleo de hidrógeno o el de carbono.
2. Un neutrón incidente escapa de la esfera después de haber perdido energía mediante varias interacciones con el polietileno. Esta categoría incluye neutrones de energías relativamente elevadas que tienen interacciones del tipo (n,p) , (n,d) o (n,α) con los núcleos de carbono.
3. Un neutrón incidente se termaliza en el polietileno después de sufrir muchas interacciones pero, antes de interaccionar con el material del detector, es capturado por un núcleo de hidrógeno produciéndose un fotón gamma de 2.2 MeV.
4. Un neutrón incidente se termaliza en el polietileno y entra en el detector en el cual interacciona, contribuyendo por tanto a la lectura.

La probabilidad de que suceda un proceso de interacción en particular viene dictado por la sección eficaz. En la figura 2.1 se muestra la variación de la sección eficaz microscópica con la energía, para el núcleo de carbono. En la figura 2.2 se muestra la variación de la sección eficaz de captura del hidrógeno en función de la energía, comparándola con la de colisión elástica. Como se puede observar de la figura 2.2, la sección eficaz total de la interacción del neutrón con el núcleo de hidrógeno es prácticamente debida al proceso de colisión elástica.

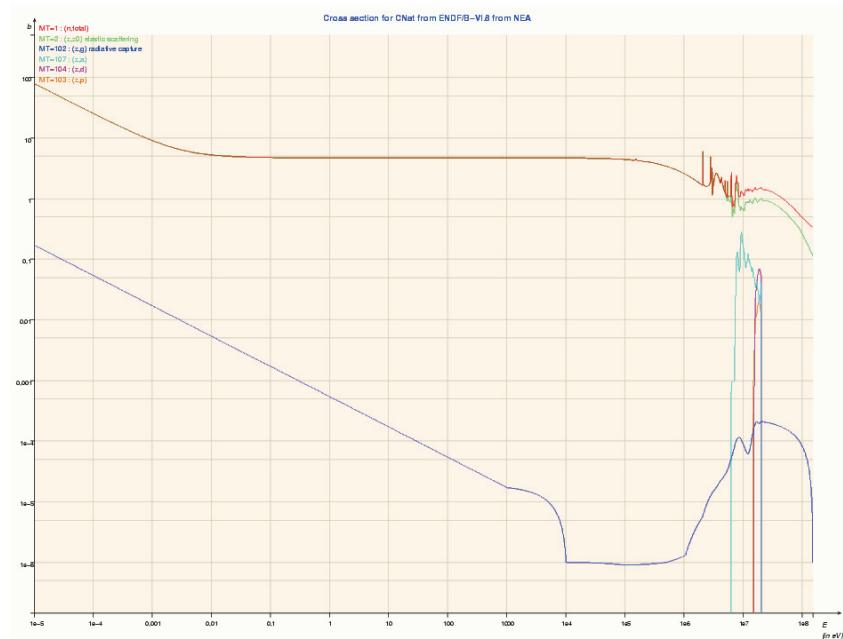


Figura 2.1.- Secciones eficaces microscópicas de varias interacciones de neutrones de distintas energías con el núcleo de carbono.



Figura 2.2.- Secciones eficaces microscópicas de varias interacciones de neutrones de distintas energías con el núcleo de hidrógeno.

La proporción en la que tienen lugar cada una de estos tipos de interacción depende de la energía del neutrón incidente y del diámetro de la esfera. Para esferas pequeñas y neutrones de bajas energías suelen producirse los cuatro tipos de interacciones y

acaba entrando en el detector una fracción apreciable de estos neutrones incidentes. Para esferas de diámetros mayores hay mayor moderación y domina el proceso 3 para los neutrones de baja energía que no consiguen escapar de la esfera resultando, por tanto, una respuesta menor. Como es evidente, en las esferas de mayor tamaño los neutrones de energías más elevadas son los que tienen una mayor probabilidad de ser detectados. La figura 2.3 ilustra esto.

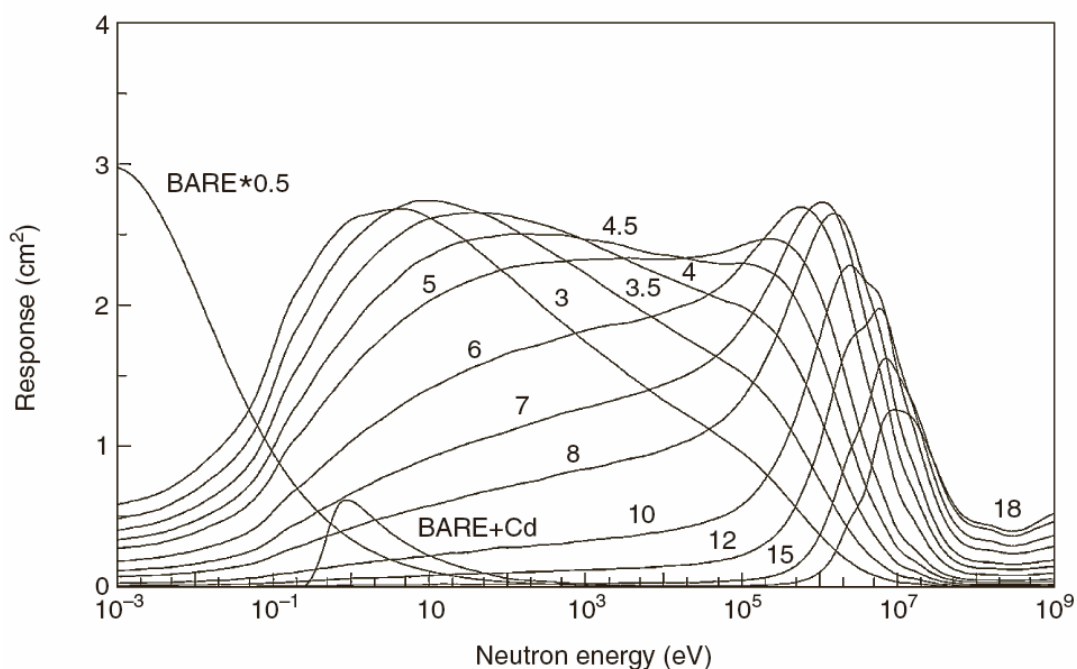


Figura 2.3.- Matriz respuesta para el espectrómetro de esferas de Bonner para un contador proporcional de ^3He . Figura obtenida de [Alevra y Thomas, 2003].

En la figura 2.3 se muestran las funciones respuesta (número de reacciones $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ por unidad de fluencia) de un conjunto de esferas de Bonner de diferentes diámetros, irradiadas con una fuente paralela, mostrando cómo el pico de la función respuesta se desplaza a energías mayores a medida que el diámetro de la esfera se incrementa. Muchas de las repuestas mostradas en la figura 2.3 tienen valores de pico que se encuentran alrededor de 2.5 y 3 cuentas $(\text{neutrón cm}^{-2})^{-1}$. La eficiencia, sin embargo, decrece sistemáticamente cuando se incrementa el diámetro de la esfera. De hecho, para una esfera de 3'' de diámetro (sección eficaz geométrica de 45.6 cm^2), son necesarios 45.6 neutrones con la energía del pico mostrado en la

función respuesta para producir 2.6 cuentas, siendo la eficiencia máxima resultante de 5.7 %. Sin embargo, para la esfera de 10'' son necesarios más de 10 veces de neutrones de la energía apropiada para inducir el mismo número de cuentas, dando como resultado en este caso una eficiencia máxima de sólo el 0.51 %.

2.2.3.3 Detectores de neutrones térmicos empleados en el sistema de esferas moderadoras

a) Detectores activos

Los detectores activos son los más comúnmente usados como detectores centrales de neutrones térmicos para el sistema de esferas de Bonner. La detección tiene lugar mediante reacciones exotérmicas con núcleos ligeros, produciéndose partículas cargadas entre las que se reparte la energía liberada, Q.

Las secciones eficaces de las tres reacciones más comúnmente utilizadas se muestran en la figura 2.4. Para neutrones con energías inferiores a 1 keV, todas las secciones eficaces siguen la ley $1/v$, teniendo valores elevados en la zona de neutrones térmicos. Los detectores suelen ser centelleadores de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, contadores proporcionales de ^3He o contadores proporcionales de $^{10}\text{BF}_3$.

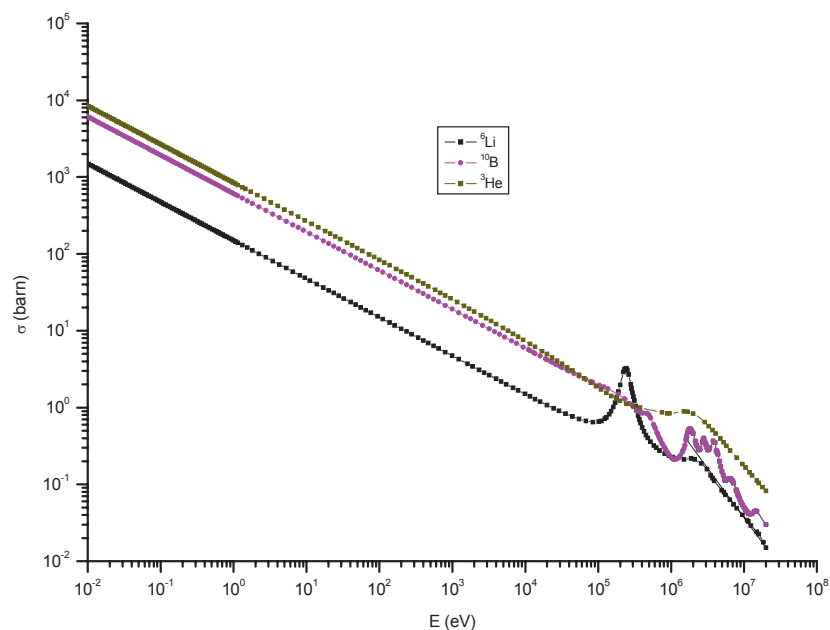


Figura 2.4.- Secciones eficaces de las reacciones más comúnmente utilizadas para la detección de neutrones térmicos.

El centelleador de ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ es el detector que se utilizó en el sistema de esferas de Bonner original descrito por Bramblett et al 1960. El detector consistía en un cilindro de 4 mm de alto por 4 mm de diámetro. La sección eficaz de la reacción de detección, ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ ($Q = +4.78 \text{ MeV}$), alcanza un valor de 940 barn para neutrones térmicos. Aunque su pequeño tamaño favorece la detección de neutrones (básicamente superficial) sobre la de fotones (en todo el volumen), la elevada densidad másica, junto con el elevado número atómico del yodo hace que se incrementen los problemas de discriminación a fotones, sobretodo cuando la fluencia de fotones es elevada en comparación con la de neutrones. Hay que tener en cuenta que, además de la contribución de fotones del campo exterior, hay también una contribución de fotones originados en las interacciones de los neutrones con el polietileno de la esfera moderadora. Para la discriminación de las dos componentes, la debida a neutrones y la debida a fotones, se establecen dos límites entre los cuales se hace el ajuste de dos funciones, una correspondiente a una distribución cuasi-gaussiana debida a la señal producida por neutrones, y la otra exponencial, correspondiente a la señal debida a fotones. Realizando el proceso de deconvolución se obtiene la contribución de las dos componentes.

Una alternativa al detector descrito en el párrafo anterior es el contador proporcional de $^{10}\text{BF}_3$. La reacción de detección, $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ($Q = +2.792$ MeV), tiene una sección eficaz de 3840 barn para neutrones térmicos. Para neutrones de estas energías el 6 % de las reacciones van al estado fundamental mientras que el resto van al estado excitado. En el 6 % de las reacciones la partícula alfa resultante y el núcleo de ^7Li comparten los 2.792 MeV resultantes de la reacción, mientras que en el 94 % de las reacciones la energía es de 2.314 MeV. La discriminación entre las dos señales, la debida a neutrones y la debida a fotones, se realiza mediante el establecimiento de un umbral de discriminación justo por debajo del límite de la aparición de los pulsos debidos a las reacciones de los neutrones.

Finalmente, la utilización de un contador proporcional cilíndrico de ^3He de 10 mm de alto por 9 mm de diámetro, con una presión nominal de alrededor de 8 kPa, proporciona un sistema con respuesta de alrededor del doble que para el caso del centelleador de 4 mm por 4 mm de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$. Aunque es menos sensible a los fotones que el centelleador de LiI, la baja amplificación producida en el gas hace difícil la selección de un nivel de discriminación que permita separar las dos componentes. Para este tipo de detector hay distintos modelos con diferentes volúmenes y presiones de gas. Un nuevo modelo que proporciona muy buenos resultados es el SP9 esférico, con una presión de gas superior, 200 kPa, pero un diámetro mayor (3.2 cm), lo que proporciona valores de respuesta del orden de un factor 14 por encima de las del centelleador de 4 mm por 4 mm de LiI. El nivel de discriminación de este modelo es bueno, excepto para el caso de campos de fotones muy intensos en los que aparecen los problemas debidos al apilamiento de pulsos. La reacción de detección, $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ ($Q = +764$ keV), tiene una elevada sección eficaz para neutrones térmicos, 5320 barn.

b) Detectores pasivos

En comparación con los detectores activos, los pasivos presentan tanto ventajas como inconvenientes. Entre sus ventajas se cuentan la no existencia de los tiempos muertos, los cuales pueden ser de importancia en los detectores activos con campos

neutrónicos suficientemente intensos, especialmente cuando se trata de campos pulsados. Las láminas de activación, generalmente de oro o indio, tienen la particularidad de ser prácticamente insensibles a los fotones y por tanto resultan especialmente útiles para campos con contribución muy intensa de fotones, como es el caso de aceleradores de electrones de altas energías.

Se han empleado sistemas de esferas de Bonner con dosímetros de termoluminiscencia (TLDs), utilizándolos cerca de reactores donde las tasas de fluencia son elevadas y se necesita una baja sensibilidad. Para ello se requieren pares de detectores de ^6Li y ^7Li . El ^6Li es sensible a ambos tipos de partículas, neutrones y fotones, mientras que el ^7Li responde sólo a fotones y se utiliza para corregir la contribución fotónica de la respuesta termoluminiscente medida con ^6Li .

La principal desventaja de los detectores pasivos es su baja sensibilidad, en general. Esto, sin embargo, se puede subsanar aumentando el tiempo de exposición con el fin de incrementar la dosis integrada, disminuyendo de este modo la incertidumbre en la medida, o recurriendo a nuevos materiales termoluminiscentes más sensibles.

Por otra parte, el hecho de no necesitar ningún tipo de conexiones electrónicas es también una ventaja puesto que simplifica el diseño y las condiciones de medida. Dicha simplificación puede resultar especialmente relevante para dispositivos que se pretendan utilizar como monitores de área y constituye una de los motivos por los que se han considerado detectores pasivos (TLDs) para el diseño de espectrómetro que se estudia en esta memoria.

2.3 Obtención de la matriz respuesta

La “respuesta” de un dispositivo de medida se define como el cociente entre el valor de lectura del proporcionado por el dispositivo y el valor de la cantidad física que induce dicha lectura. En el caso de una esfera de Bonner con un detector de neutrones térmicos situado en su centro, la “respuesta en términos de fluencia”, $R_d(E)$, para neutrones de energía E se define como:

$$R_d(E) = M_d / \Phi(E) \quad (17)$$

donde M_d es la lectura de la esfera proporcionada por el detector del centro de la esfera, y $\Phi(E)$ es la fluencia de neutrones (en neutrones / cm^2) en el punto donde se encuentra el centro de la esfera, pero en ausencia de ésta. El subíndice “d” identifica el diámetro de la esfera con la que se obtiene la lectura. Puesto que el diámetro de las esferas puede ser grande, la definición incluye el requerimiento de que la esfera sea irradiada uniformemente por neutrones, es decir, que la fluencia de neutrones en cualquier punto de impacto de la esfera sea igual a la fluencia en el centro de ésta (en ausencia de la esfera).

2.3.1 Funciones respuesta

Para la determinación de la fluencia de neutrones o fotones, el instrumento de medida debe ser capaz de proporcionar como resultado el espectro de fluencia en el punto en que se encuentra el detector, en ausencia de éste. Esto significa que toda la perturbación del campo incidente de radiación debida a la presencia del detector, debe tenerse en cuenta para la determinación de las funciones respuesta [Bartlett et al 2003].

En general, la lectura M_i de un espectrómetro es una integral extendida sobre todas las energías de las partículas incidentes (neutrones o fotones):

$$M_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} R_{\Phi,i}(E) \cdot \Phi_E(E) dE \quad (18)$$

Para un detector multicanal, los valores de M_i de la expresión anterior son los valores medidos en cada uno de los canales del detector con k canales ($i = 1, \dots, k$). La expresión (18) es igualmente válida para un detector de pocos canales, como es el caso del sistema de esferas de Bonner, donde los valores de M_i serían las lecturas

correspondientes a cada una de las n esferas empleadas ($i = 1, \dots, n$). En la expresión (18), $R_{\Phi_i}(E)$ es la función respuesta en términos de fluencia para el detector para una irradiación de fotones o neutrones con un valor de energía E para neutrones o fotones. Para detectores con respuesta no anisótropa, las funciones respuesta dependen además de la dirección de las partículas incidentes.

En el caso de neutrones monoenergéticos de energía $E = E_0$, entonces la expresión (18) se convierte en:

$$M_i = R_i(E_0) \cdot \Phi \quad (19)$$

Para un espectrómetro de esferas de Bonner, la lectura de la esfera i a la energía E_0 es cada uno de los valores M_i de la expresión (19) siendo a su vez el producto del valor de la función respuesta de la esfera i a la energía E_0 con la fluencia. Para un espectrómetro de muchos canales los valores de M_i son los elementos del espectro de altura de pulsos.

Por consiguiente, y tanto en el caso de un sistema de pocos canales como en uno de muchos canales, es necesario resolver la expresión (18) para la obtención del espectro de fluencia a partir de los valores medidos M_i . El proceso requerido para ello se denomina “unfolding” y requiere del conocimiento previo de la matriz de funciones respuesta.

2.3.2 Obtención de la matriz respuesta en forma discretizada

Para el cálculo numérico, es necesario transformar la expresión (18) en una expresión matricial lineal de la forma:

$$\mathbf{M} = \mathbf{R} \Phi \quad (20)$$

donde \mathbf{R} es la matriz respuesta. El vector de fluencia Φ se define como un vector columna de modo que el vector transpuesto tiene la forma $\Phi^T = (\Phi_1, \dots, \Phi_N)$. Sus N

componentes Φ_1, \dots, Φ_N son los valores de la fluencia en los N intervalos de energía considerados.

El paso de la expresión (18) a la (20) se realiza aproximando la integral de la expresión (18) por una suma finita sobre variables discretas. Por ejemplo, la regla de Simpson o la fórmula de integración de Gauss darían lugar a una expresión del tipo:

$$M_i = \sum_{v=1}^N g_v \cdot R_i(E_v) \cdot \Phi_E(E_v) \quad (21)$$

con pesos g_v definidos mediante un método de aproximación. El método que se describe aquí supone $g_v = 1$. De este modo, se considera una malla de valores de energía definiendo N intervalos energéticos con $N+1$ puntos o valores de energía. La expresión integral (18) se puede entonces reescribir como la suma de N integrales en la forma:

$$M_i = \sum_{v=1}^N \int_{E_v}^{E_{v+1}} R_i(E) \cdot \Phi_E(E) dE \quad (22)$$

y la aproximación se realiza para las integrales de los grupos individuales. La expresión (22) se expande de la forma:

$$M_i = \sum_{v=1}^N \frac{\int_{E_v}^{E_{v+1}} R_i(E) \cdot \Phi_E(E) dE}{\int_{E_v}^{E_{v+1}} \Phi_E(E) dE} \int_{E_v}^{E_{v+1}} \Phi_E(E) dE \quad (23)$$

que es todavía idéntica a la expresión (18). La expresión (23) se puede simplificar definiendo dos funciones, la primera R_{iv} como:

$$R_{iv} = \frac{\int_{E_v}^{E_{v+1}} R_i(E) \cdot \Phi_E(E) dE}{\int_{E_v}^{E_{v+1}} \Phi_E(E) dE} \quad (24)$$

que serían los valores de la función respuesta del detector i promediados para cada grupo de energías, y la función:

$$\Phi_v = \int_{E_v}^{E_{v+1}} \Phi_E(E) dE \quad (25)$$

que representa la fluencia de neutrones con energías comprendidas entre E_v y E_{v+1} .

La expresión (23) es exacta; la aproximación viene cuando se introducen funciones estimadas para la fluencia con el fin de calcular las funciones respuesta del grupo. En la práctica, el intervalo de energías entre E_v y E_{v+1} debería ser suficientemente pequeño para poder asumir una fluencia constante en el cálculo de las integrales definidas anteriormente, resultando entonces:

$$R_{iv} = \frac{\int_{E_v}^{E_{v+1}} R_i(E) dE}{E_{v+1} - E_v} \quad (26)$$

que serían las funciones respuesta aproximadas promediadas para el grupo de energías considerado, con la condición de que $(E_{v+1} - E_v)$ sea lo suficientemente pequeño.

De este modo, a partir de las expresiones (23), (25) y (26) se llega finalmente a:

$$M_i = \sum_{v=1}^N R_{iv} \cdot \Phi_v \quad (27)$$

2.4 Procedimiento de unfolding de los códigos MAXED, GRAVEL y FRUIT.

Los códigos MAXED y GRAVEL han sido ampliamente utilizados en espectrometría de neutrones para la determinación del espectro de fluencia incidente

en el caso de las esferas de Bonner y están disponibles a través de la NEA (Nuclear Energy Agency) en forma de una aplicación informática denominada UMG (Unfolding with MAXED and GRAVEL) [UMG 3.3]. El código FRUIT (FRascati Unfolding InTeraactive code) [Bedogni et al 2007] ha sido desarrollado más recientemente. A continuación se describen brevemente los algoritmos empleados por cada uno de estos códigos.

MAXED [UMG 3.3] es un algoritmo de máxima entropía que puede describirse en términos de un conjunto de parámetros de entrada, parámetros de salida y ecuaciones que relacionan estas cantidades. El algoritmo requiere de los siguientes parámetros de entrada:

N_k : número de cuentas

σ_k : estimación del error en la medida

f_i^{DEF} : espectro de fluencia por defecto

Ω : parámetro que fija el valor de χ^2 de la solución

donde $k = 1, \dots, m$ y $i = 1, \dots, n$, con $m < n$. El unfolding conduce a un conjunto de parámetros $\{\lambda_k, \gamma\}$ que satisfacen las siguientes ecuaciones:

$$N_k + \varepsilon_k = \sum_i R_{ki} f_i \quad (28)$$

$$\sum_k \frac{\varepsilon_k^2}{\sigma_k^2} = \Omega \quad (29)$$

$$\sum_k \frac{N_k}{\sigma_k} - \sum_{k,i} \frac{R_{k,i} f_i}{\sigma_k} = 0 \quad (30)$$

$$f_i = f_i^{DEF} \exp \left\{ - \sum_k \left(\lambda_k + \frac{\gamma}{\sigma_k} \right) R_{k,i} \right\} \quad (31)$$

$$\varepsilon_k = \frac{\lambda_k \sigma_k^2}{2} \left(\frac{4\Omega}{\sum_j (\lambda_j \sigma_j)^2} \right)^{1/2} \quad (32)$$

con $R_{k,i}$ las funciones respuesta y ε_k las incertidumbres asociadas al número de cuentas.

Las ecuaciones (28), (29) y (30) son restricciones para las soluciones admisibles, y las ecuaciones (31) y (32) son expresiones para el espectro solución y las incertidumbres asociadas con la solución. Las ecuaciones (31) y (32) son el resultado de la maximización de la expresión de entropía $S = \sum_i \{f_i \ln(f_i / f_i^{DEF}) + f_i^{DEF} - f_i\}$ sujeta a las restricciones impuestas en las ecuaciones (28), (29) y (30). Nótese que la expresión (32) satisface la expresión (29) automáticamente.

El procedimiento iterativo para la búsqueda de la solución es el siguiente:

$$f_i^{J+1} = f_i^{DEF} \exp \left\{ -\lambda \cdot \sum_k \left(\frac{R_{k,i} \cdot \varepsilon_k^J}{\sigma_k^2} \right) \right\} \quad (33)$$

GRAVEL [UMG 3.3] es un algoritmo iterativo. Dado un espectro discretizado f_i^J , se define la siguiente iteración de la forma:

$$f_i^{J+1} = f_i^J \exp \left(\frac{\sum_k W_{ik}^J \log \left(\frac{N_k}{\sum_{i'} R_{ki'} f_{i'}^J} \right)}{\sum_k W_{ik}^J} \right) \quad (34)$$

donde:

N_k : número de cuentas

σ_k : estimación del error en la medida

R_{ki} : matriz respuesta

$$W_{ik}^J : \frac{R_{ki} f_i^J}{\sum_{i'} R_{ki'} f_{i'}^J} \frac{N_k^2}{\sigma_k^2}$$

y donde $k = 1, \dots, m$ y $i = 1, \dots, n$, con $m < n$. El espectro por defecto se utiliza para la primera iteración. Partiendo de un espectro por defecto no negativo, este procedimiento de iteración siempre conduce a un espectro solución no negativo el cual tiende a un valor de χ^2 inferior.

El procedimiento iterativo busca:

$$\varepsilon_k^J = N_k - \sum_i R_{ki} \cdot f_i^J \ll N_k \quad (35)$$

El código FRUIT [Bedogni et al 2007] ha sido desarrollado en el INFN (Italia), partiendo de una modificación sobre el algoritmo de convergencia del código MITOM desarrollado por el grupo de la UAB (España).

FRUIT es un código paramétrico. Los parámetros iniciales los proporciona el código dependiendo del tipo de espectro inicial que se elija para el comienzo con el procedimiento de unfolding. De este modo, el espectro “de prueba” en la iteración k -ésima del código, $\varphi_k(E)$, se calcula a partir del valor X_k de la matriz de parámetros.

Las cuentas obtenidas para cada una de las esferas se normalizan al valor promedio, obteniendo los valores $C_{i,k}^{calc}$. La comparación entre C_i y $C_{i,k}^{calc}$ permite la obtención de los “índices de convergencia”, ξ_i^k y δ^k , definidos como:

$$\xi_i^k = \frac{1}{u_i} |C_i - C_{i,k}^{calc}| ; i = 1, \dots, m \quad (36)$$

$$\delta^k = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \xi_i^k \quad (37)$$

Los valores de ξ_i^k (desviación de una única esfera) cuantifican, para la esfera i , la desviación entre la lectura normalizada de los valores medidos y calculados siendo u_i la incertidumbre de la lectura normalizada C_i y δ^k la “desviación promedio de la esfera”.

Sea $\varphi_k(E)$ una solución aceptada, la siguiente iteración, $k+1$, produce un nuevo espectro $\varphi_{k+1}(E)$ cambiando uno de los parámetros seleccionado mediante una perturbación aleatoria. La amplitud de tal perturbación es la “tolerancia”, τ . $\varphi_{k+1}(E)$ será aceptada como nueva solución si:

- Esta solución conduce a una desviación promedio más pequeña ($\delta^{k+1} < \delta^k$) o,
- Esta solución, aunque incremente la desviación promedio de la esfera ($\delta^{k+1} > \delta^k$), conduzca a desviaciones promedio de la esfera, ξ , que sean más pequeñas que las desviaciones máximas de la esfera de la solución previa aceptada, ξ_{\max}^k . Además, el incremento relativo en δ tiene que ser inferior a la disminución relativa en ξ_{\max} , es decir:

$$\frac{\delta^{k+1} - \delta^k}{\delta^k} < \frac{\xi_{\max}^k - \xi_{\max}^{k+1}}{\xi_{\max}^k} \quad (38)$$

En resumen, con una de las condiciones arriba mencionadas, se tiene que verificar lo siguiente:

$$\delta^{k+1} < \delta^{\text{sup}} \quad \text{y} \quad \xi_{\text{max}}^{k+1} < \xi^{\text{sup}} \quad (39)$$

donde δ^{sup} y ξ^{sup} son los valores más elevados permitidos para la desviación de la esfera y la desviación promedio de la esfera, respectivamente.

En paralelo con el criterio de aceptación descrito, el código busca continuamente la mejor de entre las soluciones aceptadas, es decir, aquella que minimiza δ .

Capítulo 3

ANÁLISIS DE UN SISTEMA DE ESFERAS DE BONNER

Antes de abordar el estudio y desarrollo de un espectrómetro basado en una única esfera moderadora y con objeto de asegurar que se disponía de la técnica adecuada para dicho estudio, se realizó un análisis detallado de un sistema de esferas de Bonner, como parte de la comparación internacional organizada dentro de la acción coordinada CONRAD [Lis et al 2007 a] [Gualdrini et al 2008].

La acción coordinada CONRAD (A COordinated Network for RAdiation Dosimetry), es un proyecto financiado dentro del 6º Programa Marco de la Unión Europea que tiene como participantes a la Universidad de St. Gallen (Suiza), la Universidad de Delft (Holanda) y la organización EURADOS (European Dosimetry Group), de la que es miembro el CIEMAT. Como parte de las actividades en dosimetría numérica, se propuso la simulación y estudio del espectrómetro de esferas de Bonner utilizado por [Mares y Schraube 1994] para determinar su respuesta en diferentes condiciones de irradiación y para distintas fuentes de neutrones.

El espectrómetro de esferas de Bonner (BSS) analizado (figura 3.1) consta de un centelleador activo cilíndrico de ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ (96 % de ${}^6\text{Li}$), de 4 mm de diámetro por 4 mm de altura, rodeado de un conjunto de esferas de polietileno de diferentes diámetros. Los resultados obtenidos han podido compararse con los publicados por [Mares y Schraube 1994] obteniéndose un buen acuerdo de la comparación.

El análisis se ha realizado considerando las siguientes situaciones:

a) Determinación de la respuesta de las esferas (2, 3, 8 y 10 pulgadas) en una irradiación con una fuente de ${}^{252}\text{Cf}$, considerando un haz paralelo de neutrones de la misma sección eficaz geométrica que la de las esferas. Todas las esferas se sitúan

con el eje del detector paralelo a la dirección incidente de los neutrones y la guía de luz opuesta a la dirección de incidencia.

b) Determinación de la respuesta de las esferas (5, 8, 10 y 12 pulgadas) irradiadas con una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$, considerando un haz paralelo de neutrones de la misma sección eficaz geométrica que la de las esferas. Como en el caso (a), todas las esferas se sitúan con el eje del detector paralelo a la dirección incidente de los neutrones y la guía de luz opuesta a la dirección de incidencia.

c) Determinación de la respuesta de la esfera de 8'' irradiada con neutrones monoenergéticos de distintas energías considerando un haz paralelo de la misma sección eficaz geométrica que la de las esferas.

d) Determinación de la respuesta del conjunto de esferas (2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12''), a una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$.

3.1 Especificaciones del dispositivo. Geometría y materiales. Descripción de las fuentes consideradas

El espectrómetro de esferas de Bonner (BSS) analizado (figura 3.1) consta de un centelleador activo cilíndrico de $^6\text{Li(Eu)}$ (96 % de ^6Li), de 4 mm de diámetro por 4 mm de altura, que se sitúa en el centro de un conjunto de esferas de polietileno de diferentes diámetros. La geometría completa tiene, por tanto, simetría cilíndrica.

Los neutrones térmicos se detectan en el volumen activo del centelleador a partir de la reacción $^6\text{Li(n,}\alpha\text{)}^3\text{H}$, tal y como se ha descrito en el apartado 2.2.3.3, por lo que la respuesta del detector se ha calculado mediante simulaciones con el código de Monte Carlo MCNPX, asumiendo que el número de reacciones $^6\text{Li(n,}\alpha\text{)}^3\text{H}$ es proporcional al número de pulsos registrados. Todas las irradiaciones se han simulado suponiendo que el medio circundante está vacío y considerando que la sensibilidad a fotones del detector puede considerarse despreciable.

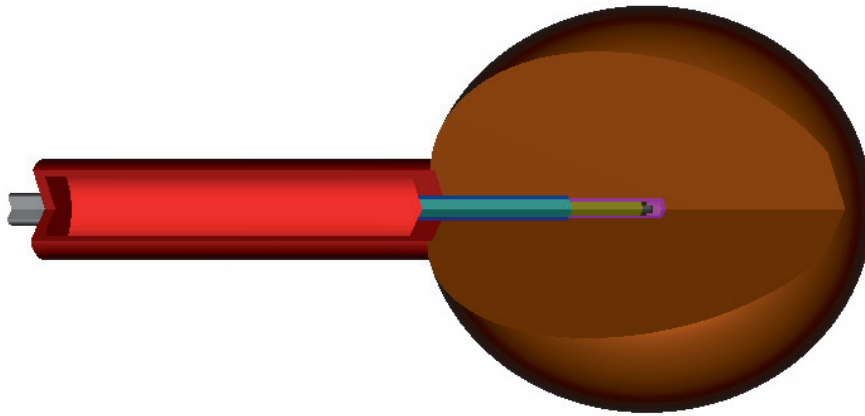


Figura 3.1.- Representación tridimensional esquemática del espectrómetro de esferas de Bonner con detector activo de centelleo de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ en su centro (realizada con el software SABRINA).

3.1.1 Geometría y materiales

La geometría del detector, de acuerdo con las especificaciones técnicas, es la que se muestra en la figura 3.2.

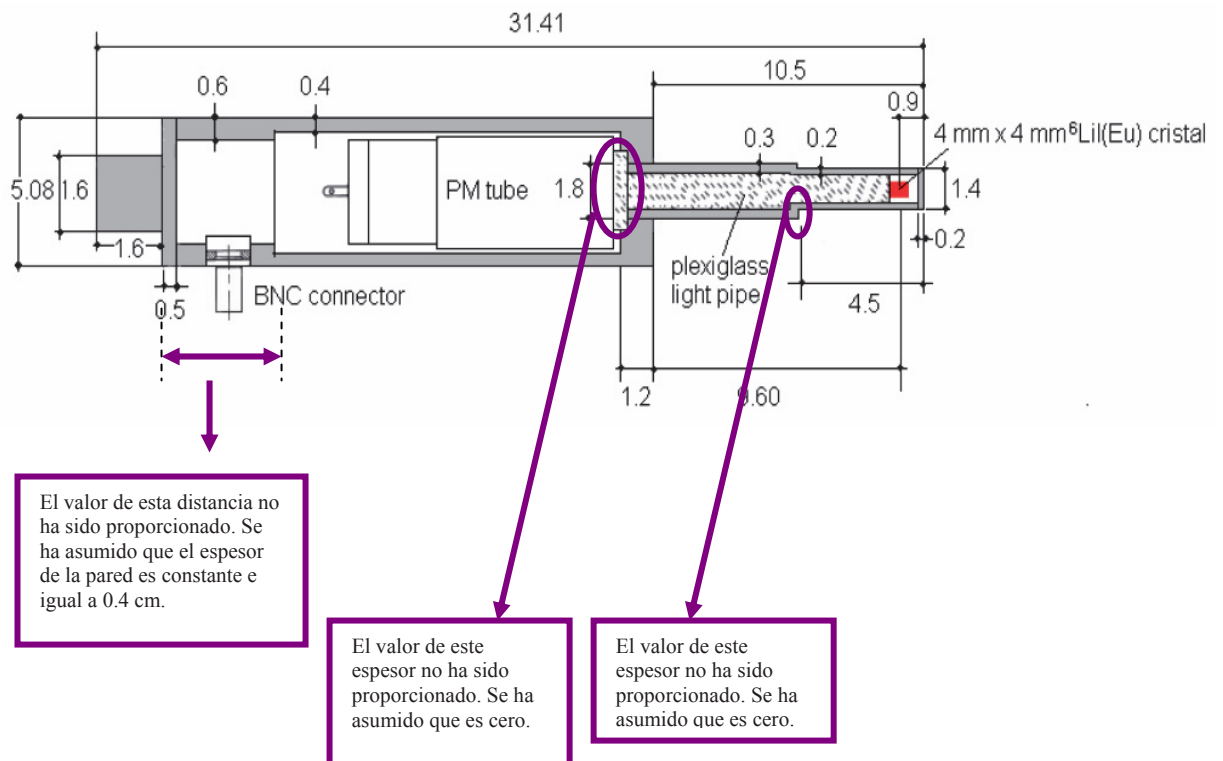


Figura 3.2.- Esquema proporcionado inicialmente para el detector, indicando las modificaciones geométricas consideradas para su simulación (todas las dimensiones vienen dadas en cm).

Debido a la falta de información acerca de algunos detalles, ha sido necesario hacer algunas correcciones y suposiciones en cuanto a la geometría, tal y como se indica en la figura 3.2. La geometría final, una vez hechas estas consideraciones, es la que se muestra en la figura 3.3.

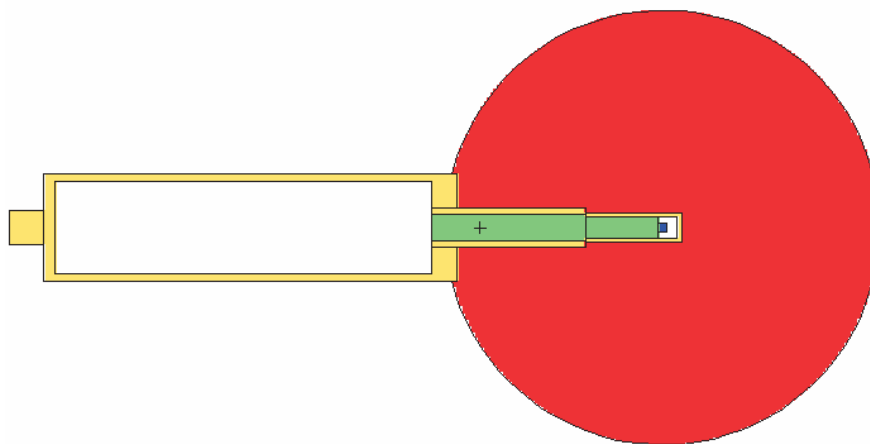


Figura 3.3.- Sección transversal del detector y la esfera moderadora, tal y como se ha simulado mediante MCNPX.

Todas las dimensiones de la figura 3.2 están en cm. En esta figura el centelleador de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ está coloreado en rojo, las partes sombreadas en gris son de aluminio, mientras que las no sombreadas se consideran en vacío. La guía que conecta el centelleador con el fotomultiplicador es de plexiglas. Las esferas son de polietileno. Todos los materiales con su densidad y composición se especifican en la tabla 3.1.

Tabla 3.1.- Densidades de los materiales y composición elemental

Material	Densidad (g/cm^3)	Composición elemental
Yoduro de Litio (^6LiI)	3.494	$^6\text{Li} = 4.36\%$, $^7\text{Li} = 0.18\%$, $\text{I} = 95.46\%$
Plexiglas ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) _n	1.19	$\text{H} = 8\%$, $\text{C} = 60\%$, $\text{O} = 32\%$
Aluminio	2.7	$\text{Al} = 100\%$
Polietileno (C_2H_4) _n	0.95	$\text{C} = 85.7\%$, $\text{H} = 14.3\%$

3.1.2 Fuentes

Las fuentes consideradas son: $^{241}\text{Am-Be}(n,\alpha)$ (ISO 8529-1) y ^{252}Cf (ISO 8529-1), simuladas como discos perpendiculares al eje de simetría del espectrómetro que emiten de forma paralela a dicho eje y cuyo diámetro es igual al de la esfera moderadora considerada en cada caso.

Los valores de la intensidad de emisión se muestran en la tabla 3.2. Estos valores son los que proporciona la ISO 8529-1 como valores de intensidad de emisión para las fuentes de referencia elegidas de $^{241}\text{Am-Be}$ y ^{252}Cf sin moderación. Los valores proporcionados en esta tabla son valores de intensidad de un grupo, B_i , para cada uno de los intervalos de energías comprendidos entre E_i y E_{i+1} . En las figuras 3.4 y 3.5 se muestra la representación equiletárgica para estas fuentes.

Tabla 3.2.- Valores de intensidad de las fuentes de $^{241}\text{Am-Be}$ y ^{252}Cf [ISO 8529-1]

Espectros de emisión de neutrones de dos fuentes ISO de referencia			
$^{241}\text{Am-Be}$		^{252}Cf	
E (MeV)	B_i	E (MeV)	B_i
4,14E-07	1,44E-02	4,14E-07	3,10E-10
1,10E-01	3,34E-02	1,00E-06	1,11E-08
3,30E-01	3,13E-02	1,00E-05	1,27E-07
5,40E-01	2,81E-02	5,00E-05	2,76E-07
7,50E-01	2,50E-02	1,00E-04	7,82E-07
9,70E-01	2,14E-02	2,00E-04	2,21E-06
1,18E+00	1,98E-02	4,00E-04	4,53E-06
1,40E+00	1,75E-02	7,00E-04	5,68E-06
1,61E+00	1,92E-02	1,00E-03	5,51E-05
1,82E+00	2,23E-02	3,00E-03	1,28E-04
2,04E+00	2,15E-02	6,00E-03	2,30E-04
2,25E+00	2,25E-02	1,00E-02	7,74E-04
2,47E+00	2,28E-02	2,00E-02	2,17E-03
2,68E+00	2,95E-02	4,00E-02	2,80E-03
2,90E+00	3,56E-02	6,00E-02	3,29E-03
3,11E+00	3,69E-02	8,00E-02	3,68E-03
3,32E+00	3,46E-02	1,00E-01	1,05E-02
3,54E+00	3,07E-02	1,50E-01	1,21E-02
3,75E+00	3,00E-02	2,00E-01	1,33E-02
3,97E+00	2,69E-02	2,50E-01	1,42E-02
4,18E+00	2,86E-02	3,00E-01	1,49E-02
4,39E+00	3,18E-02	3,50E-01	1,55E-02
4,61E+00	3,07E-02	4,00E-01	1,60E-02

4,82E+00	3,33E-02	4,50E-01	1,63E-02
5,04E+00	3,04E-02	5,00E-01	1,66E-02
5,25E+00	2,74E-02	5,50E-01	1,68E-02
5,47E+00	2,33E-02	6,00E-01	3,38E-02
5,68E+00	2,06E-02	7,00E-01	3,39E-02
5,89E+00	1,82E-02	8,00E-01	3,37E-02
6,11E+00	1,77E-02	9,00E-01	3,33E-02
6,32E+00	2,04E-02	1,00E+00	6,46E-02
6,54E+00	1,83E-02	1,20E+00	6,12E-02
6,75E+00	1,63E-02	1,40E+00	5,73E-02
6,96E+00	1,68E-02	1,60E+00	5,31E-02
7,18E+00	1,68E-02	1,80E+00	4,88E-02
7,39E+00	1,88E-02	2,00E+00	6,55E-02
7,61E+00	1,84E-02	2,30E+00	5,67E-02
7,82E+00	1,69E-02	2,60E+00	6,33E-02
8,03E+00	1,44E-02	3,00E+00	6,21E-02
8,25E+00	9,68E-03	3,50E+00	4,68E-02
8,46E+00	6,52E-03	4,00E+00	3,49E-02
8,68E+00	4,26E-03	4,50E+00	2,58E-02
8,89E+00	3,67E-03	5,00E+00	3,30E-02
9,11E+00	3,81E-03	6,00E+00	1,74E-02
9,32E+00	5,06E-03	7,00E+00	9,01E-03
9,53E+00	6,25E-03	8,00E+00	4,61E-03
9,75E+00	5,52E-03	9,00E+00	2,33E-03
9,96E+00	4,68E-03	1,00E+01	1,17E-03
1,02E+01	3,70E-03	1,10E+01	5,83E-04
1,04E+01	2,78E-03	1,20E+01	2,88E-04
1,06E+01	1,51E-03	1,30E+01	1,42E-04
1,08E+01	3,63E-04	1,40E+01	6,94E-05

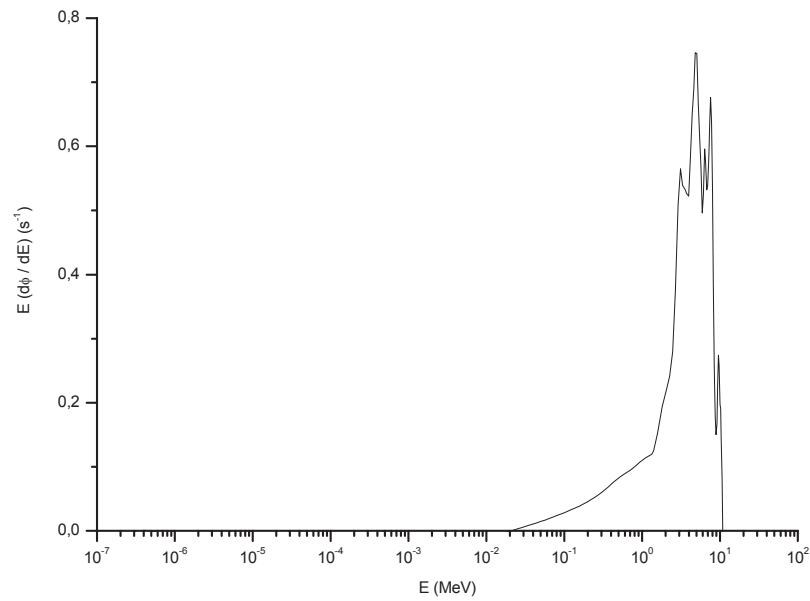


Figura 3.4.- Representación equiangular del espectro de neutrones de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ (α, n) [ISO 8529-1].

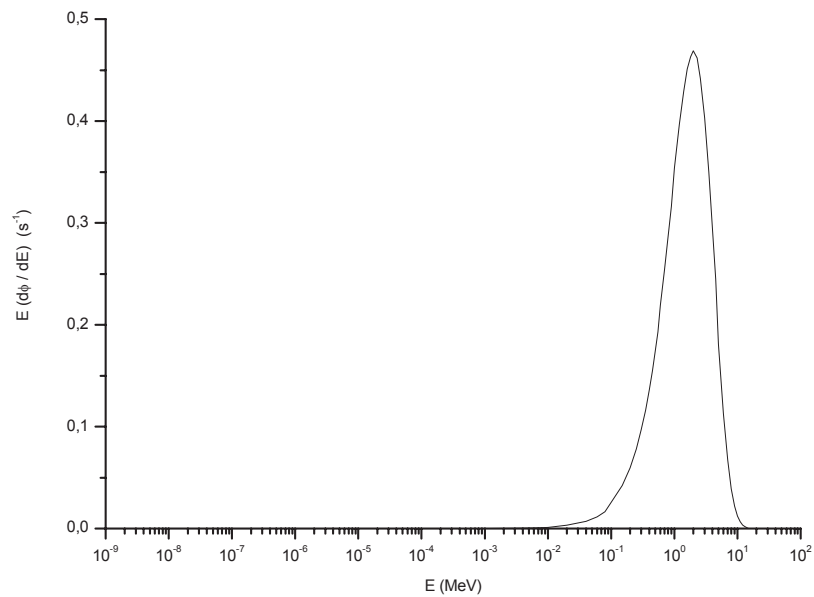


Figura 3.5.- Representación equiletérgica del espectro de neutrones de la fuente de ^{252}Cf sin moderar de fisión espontánea [ISO 8529-1].

3.2 Respuesta a neutrones para el centelleador de ^6LiI

3.2.1 Principios físicos

Después de ser moderados en las esferas de polietileno de diferentes diámetros, los neutrones se detectan en el centelleador de $^6\text{LiI(Eu)}$ mediante la reacción $^6\text{Li(n,}\alpha\text{)}^3\text{H}$, gracias al elevado contenido en ^6Li del cristal centelleador (96 % de ^6Li respecto al total de Li). Las secciones eficaces de las interacciones principales de los neutrones con el ^6Li se pueden observar en la figura 3.6.

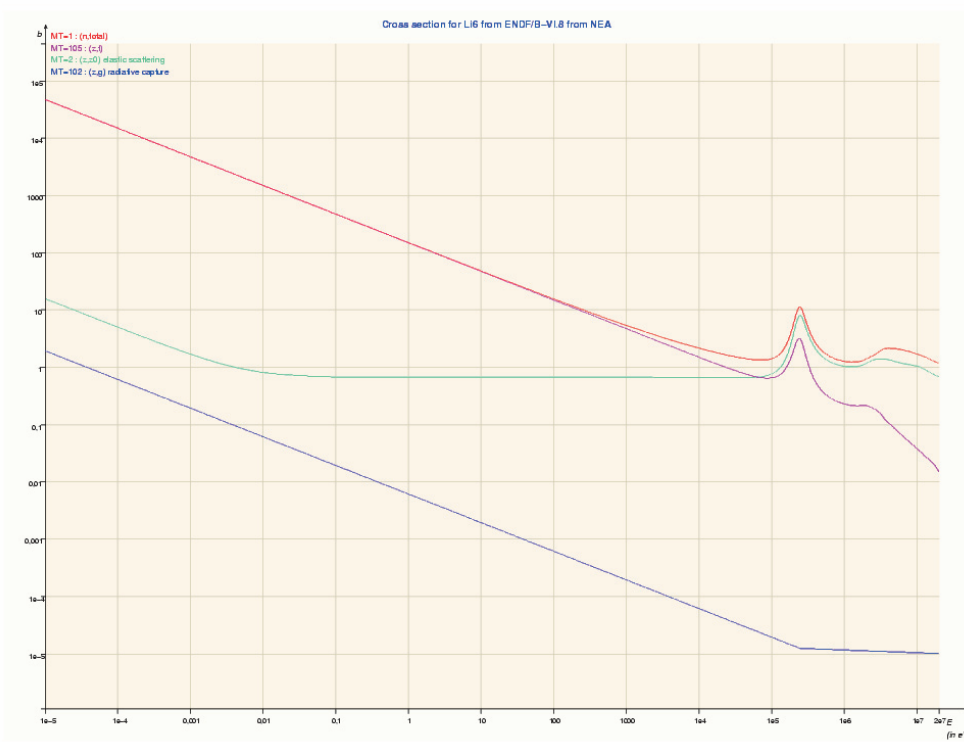


Figura 3.6.- Secciones eficaces principales (en barn) para las interacciones de los neutrones con el ${}^6\text{Li}$ obtenidas de la librería ENDF 6.8 de NEA. La figura se ha obtenido con el software [JANIS 2.1].

Otras interacciones de los neutrones con el yoduro de litio también depositarán energía debido a la producción de partículas cargadas. Las reacciones que generan partículas cargadas secundarias a partir del ${}^7\text{Li}$ tienen todos valores de Q negativos y, por tanto, umbrales de producción significativos. Así, la reacción ${}^7\text{Li}(n,t)$ tiene un valor de Q de -3.36 MeV y un umbral en energías de 3.84 MeV. Por lo tanto, sólo se producirán partículas cargadas energéticas cuando la energía del neutrón sea significativamente mayor que la energía umbral, y la energía depositada se verá reducida por el valor de Q . Para los tritones (núcleos de átomos de ${}^3\text{H}$), la reacción con ${}^6\text{Li}$ depositará 8.15 MeV [$4.787 - (-3.36)$] más que la correspondiente reacción con ${}^7\text{Li}$. Para neutrones térmicos, la sección eficaz total de la reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, es alrededor de tres órdenes de magnitud mayor que para ${}^7\text{Li}(n,t)$ ó ${}^7\text{Li}(n,\alpha)$ (figuras 3.6 y 3.7). Sin embargo, para energías elevadas (por encima de 10 MeV), las secciones eficaces de las reacciones (n,t) y (n,α) con ${}^7\text{Li}$ son alrededor de un orden de magnitud mayores que en el caso de ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$, con lo que, en principio, asociar la respuesta del detector únicamente a las reacciones (n,α) con el ${}^6\text{Li}$ no sería suficiente

para el caso de energías elevadas. Pero, debido a que la cantidad de ^7Li es del 4 % del litio total y al rango de energías considerado, se puede considerar la respuesta como el número de reacciones que se obtienen únicamente de la reacción $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$.

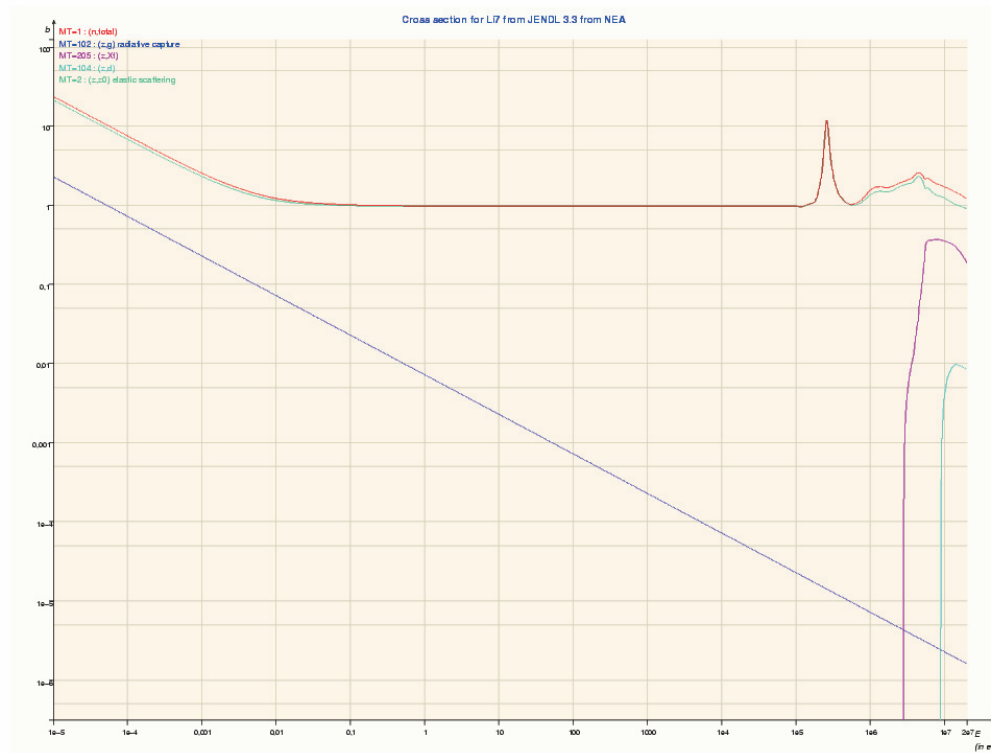


Figura 3.7.- Secciones eficaces principales (en barn) para las interacciones de los neutrones con el ^7Li obtenidas de la librería JENDL 3.3 de NEA. La figura se ha obtenido con el software [JANIS 2.1].

Considerando ahora las interacciones con el yodo (figura 3.8), las reacciones de neutrones térmicos con producción de partículas cargadas, (n,α) y (n,p) , tienen secciones eficaces inferiores a 10^{-7} barn. La producción de partículas cargadas se incrementa a energías superiores a 1 MeV pero la sección eficaz es inferior a 0.1 barn. Por ello es posible considerar de nuevo que la respuesta del centelleador es debida a las reacciones $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ y que no hay una contribución importante de partículas cargadas debida a las reacciones $^{127}\text{I}(n,\alpha)$.

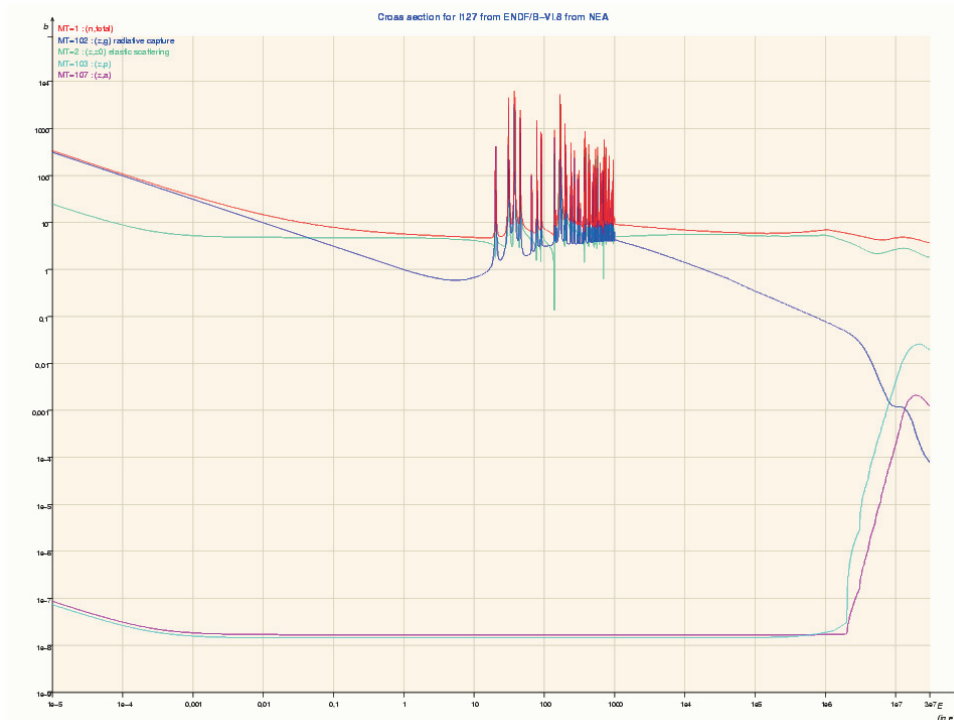


Figura 3.8.- Secciones eficaces principales (en barn) para las interacciones de los neutrones con el ^{127}I obtenidas de la librería ENDF 6.8 de NEA. La figura se ha obtenido con el software [JANIS 2.1].

La respuesta de las esferas moderadoras es una función de la energía del neutrón incidente y del diámetro de la esfera. Cuanto mayor es el diámetro de la esfera, mayor es la energía del neutrón para la cual la respuesta alcanza su valor máximo. Por lo tanto, empleando un conjunto de esferas de diferentes diámetros es posible obtener un conjunto de datos correspondiente a las cuentas en el detector a partir del cual se puede deducir el espectro de fluencia de la fuente de neutrones.

3.2.2 Simulaciones con Monte Carlo

Para la simulación del transporte de radiación se ha utilizado el código de Monte Carlo, MCNPX 2.5 [Pelowitz 2005] (véase Anexo II). Las simulaciones se han realizado empleando la librería de secciones eficaces ENDF/B-VI junto con las de la librería $S(\alpha, \beta)$ para un adecuado tratamiento de los neutrones térmicos en el polietileno. Se ha considerado que la sensibilidad a fotones del detector es despreciable y se han realizado las simulaciones considerando ausencia de aire alrededor del espectrómetro.

El número de reacciones de ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ se ha obtenido con MCNPX haciendo uso del *tally* F4 para el cálculo de la fluencia en el centelleador modificándola mediante el correspondiente multiplicador del *tally* [Lis et al 2007 a].

3.3 Respuesta de la esfera de 8'' a una fuente de neutrones monoenergéticos

La esfera de 8'' se ha expuesto a una fuente de neutrones monoenergéticos paralela (expandida y alineada) de la misma sección eficaz geométrica que la de la esfera para las siguientes energías expresadas en MeV: 2.53×10^{-8} , 1.0×10^{-6} , 1.4663×10^{-3} , 1.1225×10^{-2} , 1.1225×10^{-1} , 5.6226×10^{-1} , 8.9107×10^{-1} , 1.411, 2.24, 4.4654, 17.776. En la figura 3.9 se muestra la geometría de irradiación para el espectrómetro con dicha esfera de 8'', incluyendo algunas trayectorias de las partículas. Las trazas en rojo corresponden a neutrones, mientras que las que están en verde son las correspondientes a los fotones originados en el polietileno mediante interacciones (n,γ) con este material.

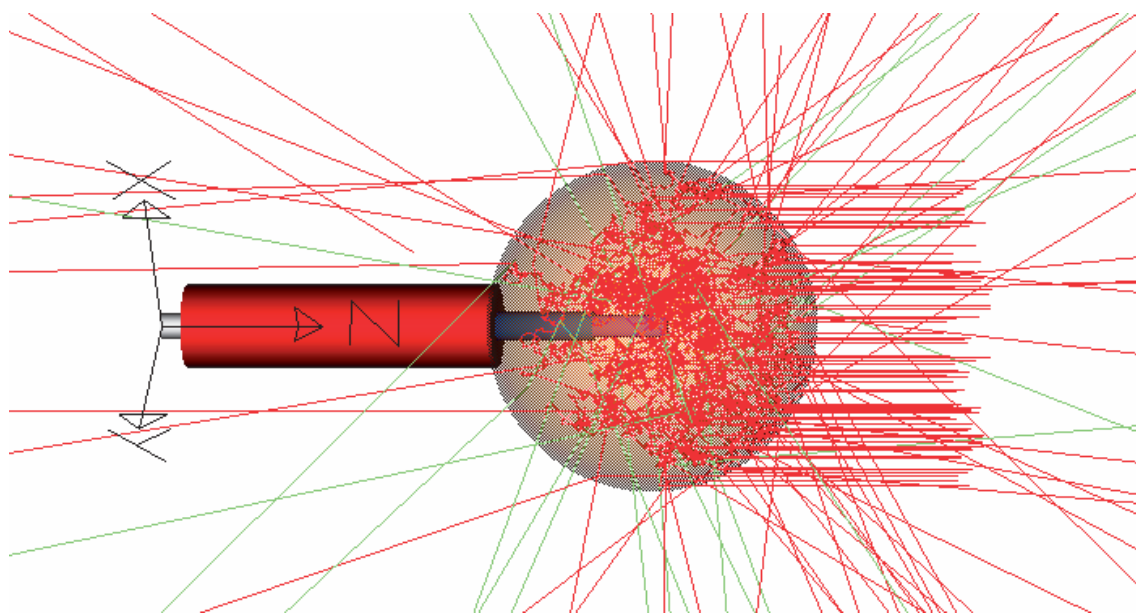


Figura 3.9.- Representación de algunas trayectorias para el espectrómetro con la esfera de 8''. Las trazas en rojo corresponden a neutrones, mientras que las que están en verde son fotones.

Los resultados obtenidos para esta esfera, en términos de respuesta por unidad de fluencia (en cm^2) y normalizados al valor máximo, se muestran en la figura 3.10 y los valores correspondientes en la tabla 3.3. Con el fin de comparar con los resultados publicados por [Mares y Schraube 1994], los resultados que se muestran en la tabla 3.3 han sido calculados simulando transporte de neutrones únicamente.

Tabla 3.3.- Valores de respuesta para la esfera de 8''

$E \text{ (MeV)}$	$\text{Respuesta (cm}^2\text{)}$	$\text{Error de la Respuesta (cm}^2\text{)}$	$\text{Respuesta normalizada}$	$\text{Error Respuesta normalizada}$
$2,53 \times 10^{-8}$	$9,68 \times 10^{-3}$	$\pm 1,5 \times 10^{-4}$	$4,08 \times 10^{-2}$	$\pm 6 \times 10^{-4}$
$1,0 \times 10^{-6}$	$3,11 \times 10^{-2}$	$\pm 3 \times 10^{-4}$	$1,313 \times 10^{-1}$	$\pm 1,2 \times 10^{-3}$
$1,4663 \times 10^{-3}$	$6,51 \times 10^{-2}$	$\pm 4 \times 10^{-4}$	$2,75 \times 10^{-1}$	$\pm 2 \times 10^{-3}$
$1,1225 \times 10^{-2}$	$7,62 \times 10^{-2}$	$\pm 5 \times 10^{-4}$	$3,21 \times 10^{-1}$	$\pm 2 \times 10^{-3}$
$1,1225 \times 10^{-1}$	$1,088 \times 10^{-1}$	$\pm 6 \times 10^{-4}$	$4,59 \times 10^{-1}$	$\pm 3 \times 10^{-3}$
$5,6226 \times 10^{-1}$	$1,900 \times 10^{-1}$	$\pm 8 \times 10^{-4}$	$8,02 \times 10^{-1}$	$\pm 4 \times 10^{-3}$
$8,9107 \times 10^{-1}$	$2,182 \times 10^{-1}$	$\pm 9 \times 10^{-4}$	$9,21 \times 10^{-1}$	$\pm 5 \times 10^{-3}$
1,411	$2,369 \times 10^{-1}$	$\pm 9 \times 10^{-4}$	$1,00 \times 10^0$	$\pm 5 \times 10^{-3}$
2,24	$2,348 \times 10^{-1}$	$\pm 9 \times 10^{-4}$	$9,91 \times 10^{-1}$	$\pm 5 \times 10^{-3}$
4,4654	$1,936 \times 10^{-1}$	$\pm 8 \times 10^{-4}$	$8,17 \times 10^{-1}$	$\pm 5 \times 10^{-3}$
17,776	$7,42 \times 10^{-2}$	$\pm 5 \times 10^{-4}$	$3,13 \times 10^{-1}$	$\pm 2 \times 10^{-3}$

Tabla 3.4.- Valores de respuesta para la esfera de 8'' obtenidos por [Mares y Schraube 1994]

$E \text{ (MeV)}$	$\text{Respuesta (cm}^2\text{)}$
$2,512 \times 10^{-8}$	$1,043 \times 10^{-2}$
$1,000 \times 10^{-6}$	$3,316 \times 10^{-2}$
$1,585 \times 10^{-3}$	$6,818 \times 10^{-2}$
$1,000 \times 10^{-2}$	$7,888 \times 10^{-2}$
$1,000 \times 10^{-1}$	$1,090 \times 10^{-1}$
$6,310 \times 10^{-1}$	$2,059 \times 10^{-1}$
1,000	$2,295 \times 10^{-1}$
2,512	$2,525 \times 10^{-1}$
3,981	$2,235 \times 10^{-1}$
15,85	$8,611 \times 10^{-2}$

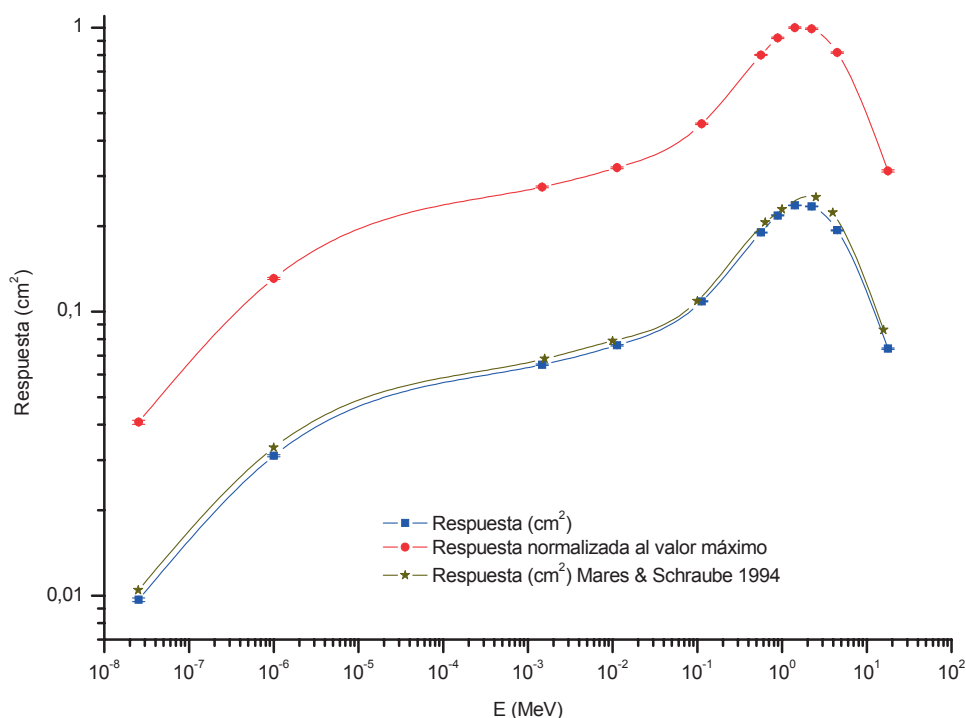


Figura 3.10.- Respuesta para la esfera de 8''. Comparación entre los resultados presentados en esta tesis y los que proporcionan [Mares y Schraube, 1994].

Estos resultados pueden compararse con los que proporcionan [Mares y Schraube 1994] mostrados en la tabla 3.4 resultando, como puede apreciarse de la figura 3.10, un buen acuerdo entre ambos conjuntos de datos. Las pequeñas diferencias que se observan son debidas a las suposiciones geométricas que han tenido que realizarse y a la propia composición de los materiales. Esta comprobación con los resultados obtenidos por estos autores permite asegurar que la simulación se ha realizado correctamente, tanto desde el punto de vista del diseño geométrico, como de los procesos considerados para la obtención de la respuesta del detector mediante el código MCNPX.

3.4 Respuesta de las esferas de 2'', 3'', 8'' y 10'' a una fuente de neutrones de ^{252}Cf sin moderar

Las esferas de 2'', 3'', 8'' y 10'' se han expuesto a una fuente de neutrones de ^{252}Cf sin moderar de la misma sección eficaz geométrica que la de la esfera considerada.

El espectro de la fuente se muestra en la figura 3.5. Los neutrones se emiten paralelamente al eje de simetría del detector.

La respuesta total normalizada a la de la esfera de 8'', para cada una de las esferas mencionadas, se muestra en la figura 3.11 y sus correspondientes valores aparecen en la tabla 3.5.

Tabla 3.5.- Respuesta total para las esferas de 2'', 3'', 8'' y 10'', normalizada a la respuesta total de la esfera de 8'', irradiadas con una fuente de ^{252}Cf sin moderar

<i>Diámetro de la esfera (pulgadas)</i>	<i>Respuesta total normalizada</i>	<i>Error Respuesta total normalizada</i>
2	$4,509 \times 10^{-2}$	$\pm 4 \times 10^{-5}$
3	$2,4963 \times 10^{-1}$	$\pm 1,6 \times 10^{-4}$
8	$1,0000 \times 10^{-0}$	$\pm 7 \times 10^{-4}$
10	$7,650 \times 10^{-1}$	$\pm 7 \times 10^{-4}$

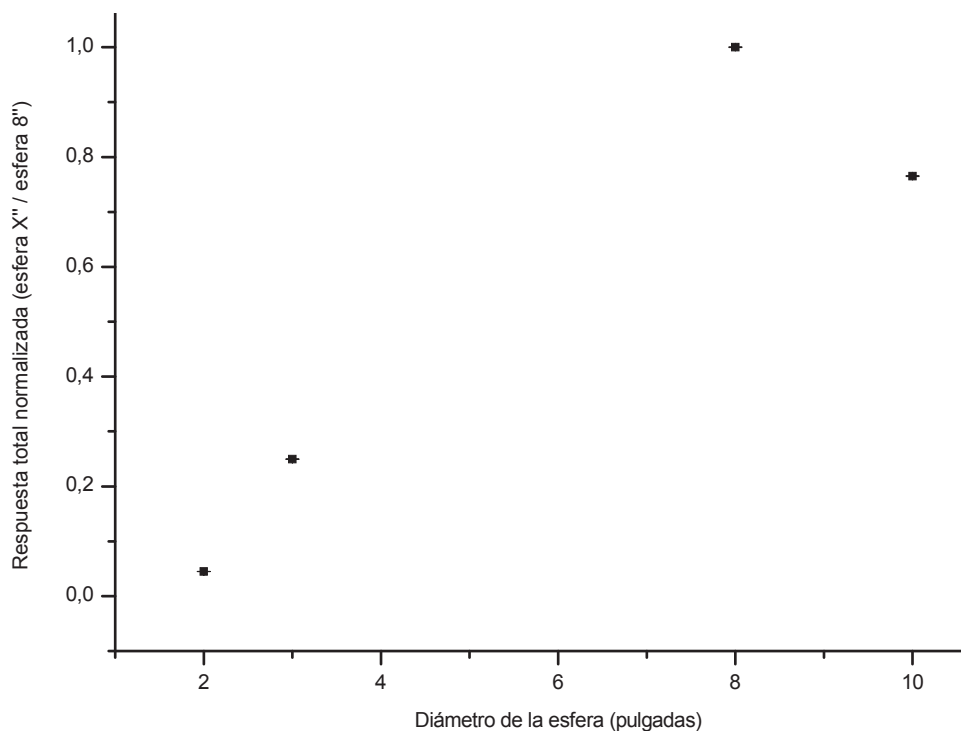


Figura 3.11.- Respuesta total para las esferas de 2'', 3'', 8'' y 10'', normalizada a la respuesta total de la esfera de 8'', irradiadas con una fuente de ^{252}Cf sin moderar.

Como puede observarse en la figura 3.11, para el espectro de ^{252}Cf sin moderar, la respuesta total obtenida para cada una de las esferas normalizada a la de la esfera de 8'' alcanza su valor máximo para la esfera de 8'', para la cual el número total de reacciones de $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ será máximo. Sin embargo, la respuesta del sistema de esferas de Bonner depende de la energía por lo que resulta interesante calcular la respuesta para este conjunto de esferas en función de los intervalos de energía que se consideraron inicialmente para el espectro de ^{252}Cf sin moderar (tabla 3.2).

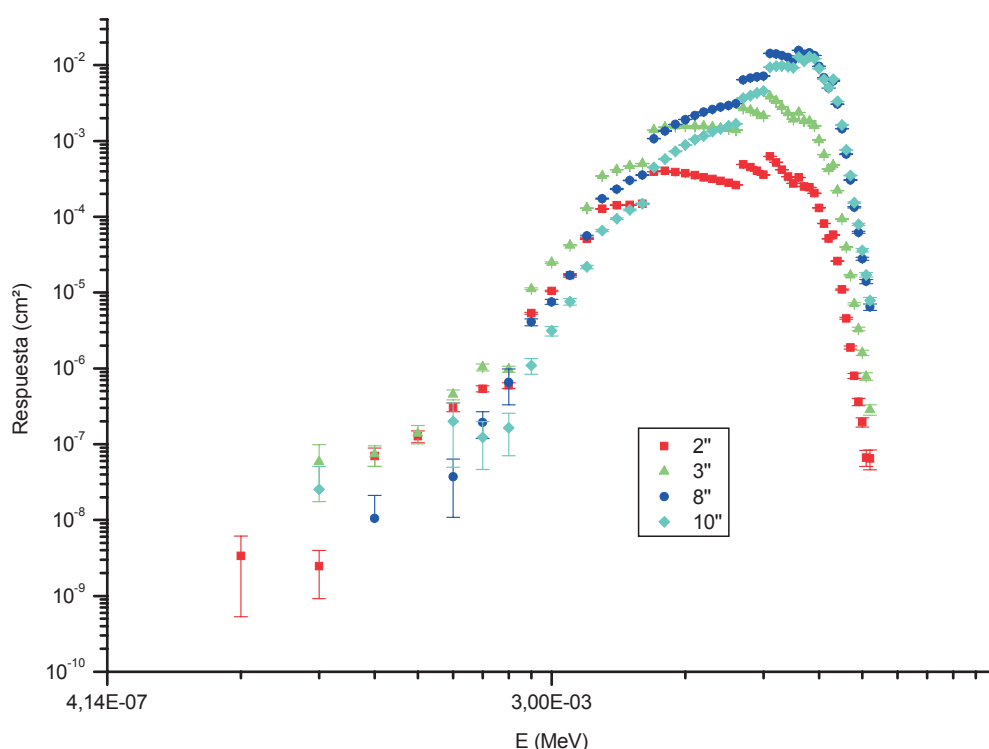


Figura 3.12.- Respuesta de las esferas de 2, 3, 8 y 10'' en función de la energía para una irradiación con ^{252}Cf sin moderar.

La figura 3.12 muestra la dependencia de la respuesta con la energía para cada una de estas esferas (2, 3, 8 y 10'') cuando son irradiadas con una fuente de ^{252}Cf . En esta figura se observa que el valor máximo de la respuesta se obtiene para valores de energía diferentes en función de la esfera de que se trate, mostrando, por tanto, su capacidad espectrométrica. Este comportamiento puede apreciarse más fácilmente en la figura 3.13, en la que la dependencia energética de la respuesta está

normalizada al valor obtenido para la esfera de 8'' para cada uno de los intervalos de energía.

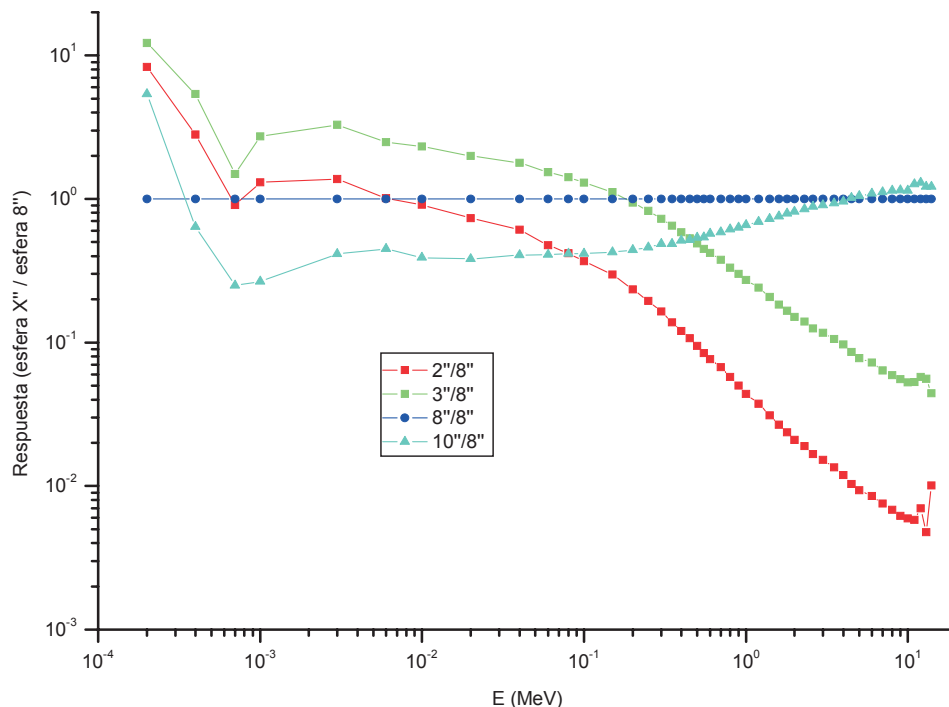


Figura 3.13.- Respuesta de las esferas de 2, 3, 8 y 10'', normalizada al valor de la respuesta de la esfera de 8'', en función de la energía para una irradiación con ^{252}Cf sin moderar.

Como puede observarse en la figura 3.13, cada una de las esferas resulta más adecuada para diferentes intervalos de energía. De este modo, la respuesta que proporciona la esfera de 3'' es la mayor de todas para el intervalo de energías desde 10^{-4} a 0.1 MeV, aproximadamente. La esfera de 8'' proporciona una respuesta mayor a las demás en el intervalo entre 0.2 a 2 MeV y la esfera de 10'' una respuesta algo mayor a la de 8'' por encima de 5 MeV, aproximadamente. Así, para una irradiación con ^{252}Cf , la esfera de 2'' no proporcionaría una información adicional relevante si se compara con las respuestas de las otras esferas puesto que para el caso del ^{252}Cf se tiene un espectro de fisión y por tanto se necesitarán esferas de mayores diámetros para poder moderar los neutrones incidentes y obtener una respuesta aceptable en el detector.

Este tipo de información puede resultar de interés cuando se tiene una idea aproximada de cuál es el espectro de neutrones incidente esperable y con la finalidad de seleccionar el conjunto óptimo de esferas de forma que se obtenga la mayor información con el menor número posible de esferas de polietileno a emplear y por tanto a transportar.

3.5 Respuesta de las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'' a una fuente de neutrones de $^{241}\text{Am-Be}$

Por último, las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'' se han expuesto a una fuente de neutrones de $^{241}\text{Am-Be}$ con el espectro mostrado en la figura 3.4 considerando una fuente paralela (expandida y alineada) de la misma sección eficaz geométrica que la de cada una de las esferas.

La respuesta total normalizada a la de la esfera de 8'', para cada una de las esferas mencionadas, se muestra en la figura 3.14 y los correspondientes valores en la tabla 3.6.

Tabla 3.6.- Respuesta total para las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'', normalizada a la respuesta total de la esfera de 8'', irradiadas con una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$

<i>Diámetro de la esfera (pulgadas)</i>	<i>Respuesta total normalizada</i>	<i>Error Respuesta total normalizada</i>
2	$4,531 \times 10^{-2}$	$\pm 9 \times 10^{-5}$
3	$1,802 \times 10^{-1}$	$\pm 3 \times 10^{-4}$
5	$6,576 \times 10^{-1}$	$\pm 1,5 \times 10^{-3}$
8	$1,000 \times 10^{+0}$	$\pm 3 \times 10^{-3}$
10	$9,28 \times 10^{-1}$	$\pm 3 \times 10^{-3}$
12	$7,61 \times 10^{-1}$	$\pm 3 \times 10^{-3}$

Tal y como sucedía para el espectro de ^{252}Cf , la respuesta total normalizada alcanza su máximo para la esfera de 8'' también en el caso de la irradiación con $^{241}\text{Am-Be}$. La dependencia de la respuesta con la energía para este conjunto de esferas irradiadas en función de los intervalos de energía que se consideraron inicialmente para el espectro de $^{241}\text{Am-Be}$ (tabla 3.2) se muestra en la figura 3.15.

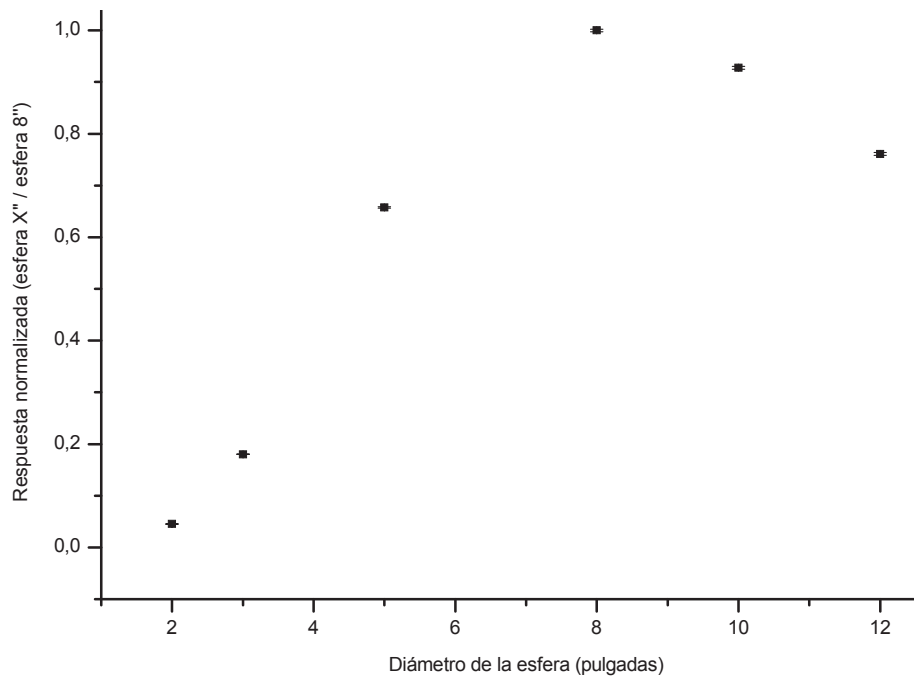


Figura 3.14.- Respuesta total para las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'', normalizada a la respuesta total de la esfera de 8'', irradiadas con una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$.

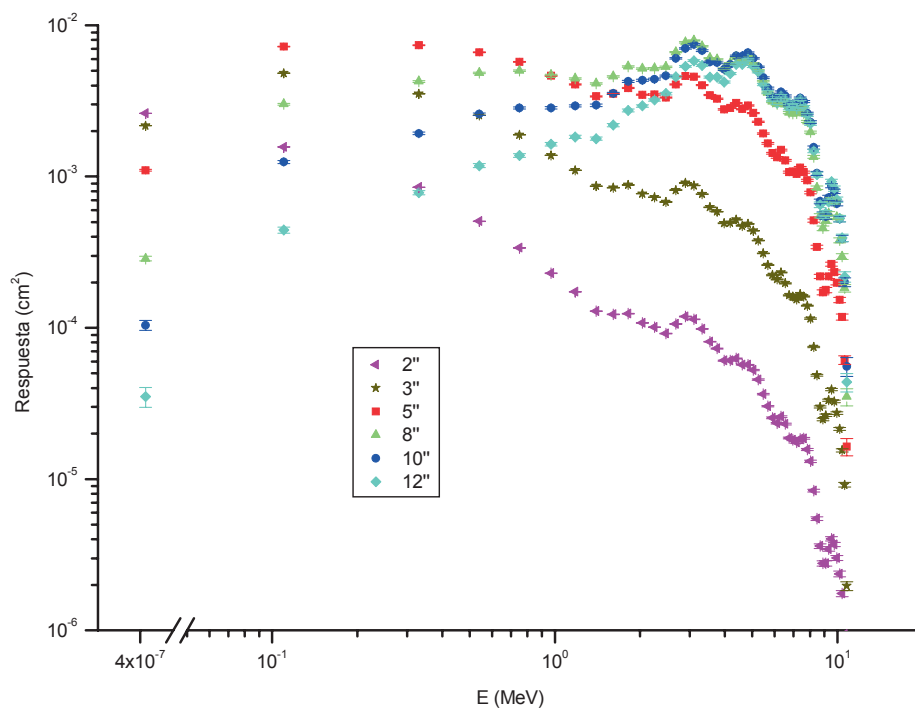


Figura 3.15.- Respuesta de las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'', en función de la energía para una irradiación con $^{241}\text{Am-Be}$.

Este comportamiento puede apreciarse más fácilmente en la figura 3.16, en la que la dependencia energética de la respuesta está normalizada al valor obtenido para la esfera de 8'' para cada uno de los intervalos de energía.

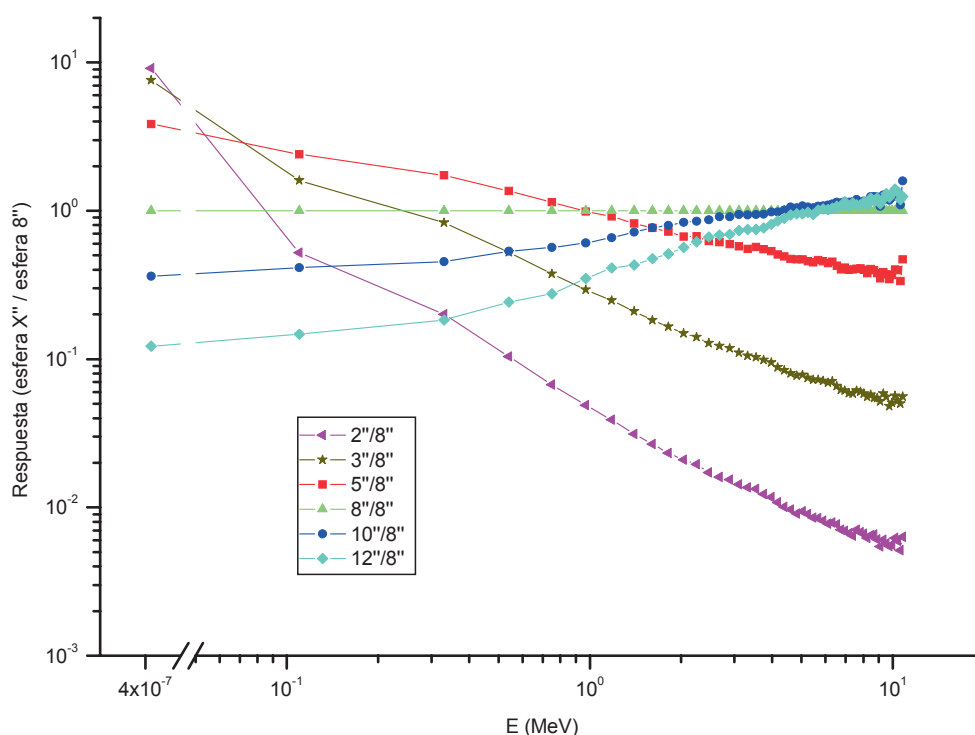


Figura 3.16.- Respuesta de las esferas de 2'', 3'', 5'', 8'', 10'' y 12'', normalizada al valor de la respuesta de la esfera de 8'', en función de la energía para una irradiación con $^{241}\text{Am-Be}$.

En la figura 3.16 se observa que, en la irradiación con la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$, la esfera que proporciona una mayor respuesta en la zona comprendida entre 0.1 y 0.8 MeV es la esfera de 5'', mientras que la esfera de 8'' lo hace en la zona intermedia comprendida entre 1 y 3 MeV. Para energías mayores, las esferas de mayor respuesta son la de 10'' y la de 12''. Por tanto, para este espectro el hecho de añadir las esferas de 2'' y 3'' no proporciona información adicional relevante comparada con la que proporcionaría la esfera de 5'', a no ser que se trate de muy bajas energías. De hecho, en general se recomienda el uso de la esfera de 5'' en el conjunto de esferas de Bonner para la obtención de la información espectrométrica, por ser ésta

la que proporciona una respuesta prácticamente plana para un mayor rango espectral. Esto se puede apreciar más claramente en la figura 2.3.

Capítulo 4

DISEÑO PRELIMINAR DE UN ESPECTRÓMETRO MULTIDETECTOR BASADO EN DOSÍMETROS DE TERMOLUMINISCENCIA (TLDs) PARA SU APLICACIÓN EN DOSIMETRÍA DE NEUTRONES

En este capítulo se describe en detalle el estudio de viabilidad realizado para un nuevo diseño de espectrómetro multidetector constituido por una única esfera moderadora con dosímetros de termoluminiscencia (TLDs) situados a distintas distancias desde centro de la esfera. El objetivo principal es el de determinar las características del dispositivo (diseño, matrices respuesta, procedimiento de unfolding, etc) y analizar su comportamiento en energías y direcciones como espectrómetro de neutrones para aplicaciones en dosimetría con fines de protección radiológica. A continuación, en el capítulo 5, y según las conclusiones obtenidas en este estudio, se analizan las características del primer prototipo construido, proporcionando además las bases para la construcción de un nuevo prototipo mejorado para el que se ha optimizado el diseño.

4.1 Especificaciones y características del diseño. Descripción de las fuentes consideradas

El diseño estudiado a continuación [Lis et al 2007b] consta de una esfera de polietileno en la cual se ha situado un número determinado de dosímetros de termoluminiscencia de ${}^6\text{LiF}:\text{Ti,Mg}$ (TLD-600), para la detección de los neutrones térmicos por medio de las reacciones de absorción ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, tal y como ya se ha discutido en la sección 3.3.1.

Algunas de las ventajas esperables para la utilización de este tipo de detectores son:

- a) El pequeño tamaño de los TLDs, que permite su libre disposición en el interior de una única esfera moderadora.

- b) El uso de una única esfera moderadora y, por tanto, la necesidad de una sola exposición para determinar el espectro, pueden ser especialmente idóneos para dosimetría de área y otras aplicaciones donde la tasa fluencia de neutrones no sea constante en el tiempo y no permita, por tanto, la utilización de sistemas que requieran múltiples exposiciones sucesivas como es el caso de las esferas de Bonner.
- c) Al tratarse de dosímetros integradores, pueden medirse campos de neutrones poco intensos simplemente incrementando el tiempo de exposición sin necesidad de llevar alimentación eléctrica.
- d) La ausencia de electrónica asociada permitiría, así mismo, medir campos muy intensos sin que existan problemas de apilamiento de pulsos.

Los cálculos con Monte Carlo (MC) se han realizado haciendo uso del código MCNPX 2.5. Este código está disponible en el CIEMAT para ser ejecutado bajo el sistema operativo UNIX en un computador SGI Altix 3700 con 96 procesadores. En los cálculos para neutrones se ha hecho uso de la librería de secciones eficaces ENDF-60 compuesta por 124 núcleos. La librería utilizada para fotones es la mcplib04. Las simulaciones se han llevado a cabo considerando el transporte de neutrones y fotones, considerando por tanto la producción de neutrones secundarios y reacciones fotonucleares. Para un tratamiento adecuado de la dispersión de los neutrones por las moléculas de polietileno a energías térmicas, se ha hecho uso de la librería de secciones eficaces, $S(\alpha, \beta)$, también incluida en MCNPX (ver Anexo II).

4.1.1 Geometría del diseño y materiales

Con objeto de conseguir una capacidad de moderación adecuada para neutrones de hasta 20 MeV, el diseño inicialmente considerado ha sido el de una esfera moderadora de 30 cm de diámetro hecha de polietileno con una densidad de 0.927 g/cm^3 en la que se han distribuido 25 dosímetros TLD-600, sensibles a neutrones térmicos, a lo largo de tres ejes perpendiculares con un TLD central común a las tres direcciones (Figura 4.1). Las dimensiones de los TLD-600 son $0.3 \times 0.3 \times 0.09 \text{ cm}^3$

con una composición de 94.9 % en ^6Li y 5.1 % en ^7Li y una densidad de 2.64 g/cm^3 [Muñiz et al 2004].

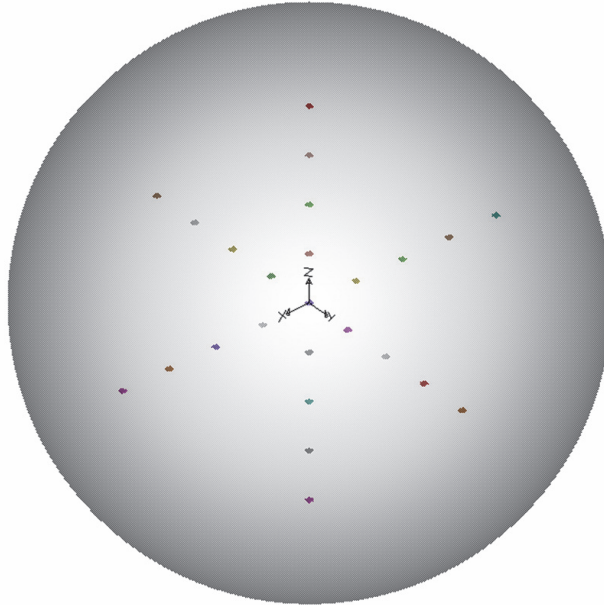


Figura 4.1.- Vista en 3D del diseño preliminar del espectrómetro, donde se aprecia la distribución de los TLDs en el interior de la esfera de polietileno.

4.1.2 Fuentes de neutrones consideradas

Para caracterizar la respuesta espectrométrica del dispositivo propuesto, las matrices respuesta se han calculado mediante simulaciones MC considerando irradiaciones con neutrones monoenergéticos de energías comprendidas entre 10^{-8} y 100 MeV, con 51 valores de energías igualmente espaciadas logarítmicamente. Las simulaciones se han realizado para distintos tipos de fuentes y geometrías de irradiación: fuente puntual emitiendo isotrópamente en todas direcciones, irradiación isotrópica (ISO) y fuente expandida y alineada (haz plano-paralelo). En todas las simulaciones se ha considerado transporte de neutrones y fotones.

Para analizar la viabilidad de este dispositivo como espectrómetro se ha simulado la exposición a tres espectros neutrónicos diferentes: $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf sin moderar y ^{252}Cf moderado con hierro y polietileno. El espectro de emisión de las fuentes de $^{241}\text{Am-Be}$ y ^{252}Cf sin moderar se describe en la sección 3.2.1. El espectro del ^{252}Cf

moderado con 5 cm de hierro y 10 cm de polietileno se muestra en la tabla 4.1 [IAEA Report 403 (2001)] y la figura 4.2. La simulación de estas tres fuentes de neutrones incluye dos de las habitualmente empleadas para calibración ($^{241}\text{Am-Be}$ y ^{252}Cf sin moderar), cuyo espectro es rápido, y otra (^{252}Cf moderado con 5 cm Fe y 10 cm de polietileno) que proporciona un espectro característico de neutrones en el que hay una parte rápida y otra térmica, espectro que es el habitual en prácticamente la mayor parte de los escenarios reales de trabajo.

Tabla 4.1.- Valores del espectro de emisión del ^{252}Cf moderado con 5 cm de Fe y 10 cm de polietileno

E (MeV)	E d ϕ /dE (s $^{-1}$)
1,00E-09	6,64E-03
2,15E-09	1,03E-02
4,64E-09	2,90E-02
1,00E-08	1,01E-01
2,15E-08	2,43E-01
4,64E-08	2,97E-01
1,00E-07	9,96E-02
2,15E-07	1,86E-02
4,64E-07	1,19E-02
1,00E-06	1,33E-02
2,15E-06	1,15E-02
4,64E-06	9,30E-03
1,00E-05	1,16E-02
2,15E-05	7,95E-03
4,64E-05	7,95E-03
1,00E-04	7,75E-03
2,15E-04	4,88E-03
4,64E-04	5,29E-03
1,00E-03	5,29E-03
2,15E-03	5,29E-03
4,64E-03	5,29E-03
1,00E-02	5,29E-03
1,25E-02	5,29E-03
1,58E-02	5,29E-03
1,99E-02	5,50E-03
2,51E-02	6,81E-03
3,16E-02	8,30E-03
3,98E-02	8,96E-03
5,01E-02	9,37E-03
6,30E-02	9,27E-03
7,94E-02	9,79E-03
1,00E-01	1,44E-02
1,25E-01	1,99E-02
1,58E-01	2,56E-02
1,99E-01	3,07E-02

2,51E-01	4,18E-02
3,16E-01	4,88E-02
3,98E-01	5,78E-02
5,01E-01	7,16E-02
6,30E-01	8,16E-02
7,94E-01	9,37E-02
1,00E+00	1,04E-01
1,25E+00	1,18E-01
1,58E+00	1,22E-01
1,99E+00	1,13E-01
2,51E+00	1,00E-01
3,16E+00	7,57E-02
3,98E+00	5,36E-02
5,01E+00	3,30E-02
6,30E+00	1,59E-02
7,94E+00	4,22E-03
1,00E+01	5,46E-04
1,58E+01	0,00E+00
2,51E+01	0,00E+00
3,98E+01	0,00E+00
6,30E+01	0,00E+00
1,00E+02	0,00E+00
1,58E+02	0,00E+00
2,51E+02	0,00E+00
3,98E+02	0,00E+00
6,30E+02	0,00E+00

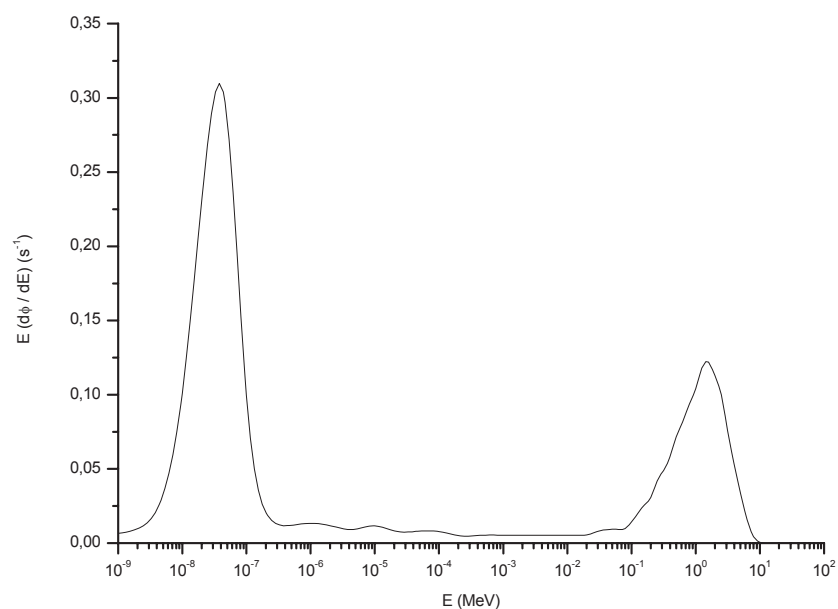


Figura 4.2.- Representación del espectro de emisión del ^{252}Cf moderado con 5 cm de Fe y 10 cm de polietileno.

4.2 Respuesta a neutrones de los TLDs

La reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ tiene un valor de Q de 4.79 MeV, de los cuales el tritón se lleva 2.73 MeV y la partícula alfa 2.06 MeV [Tanner 2004]. Estas energías hacen que el tritón tenga un alcance de 44 μm en el LiF mientras que la partícula alfa tiene un alcance de 9 μm . Puesto que el alcance de estas partículas es muy pequeño comparado con las dimensiones del TLD, esto implica que se depositará muy poca energía fuera del volumen sensible.

Debido a que la sección eficaz de la reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ para neutrones térmicos es alrededor de tres órdenes de magnitud mayor que para neutrones rápidos, estas energías representan con mucha aproximación las energías de la partícula alfa y el tritón liberadas en estas reacciones de captura. Sin embargo, cuando la energía del neutrón incidente llega a ser comparable con el valor de Q de la reacción (4.79 MeV), entonces las energías y alcances de estas partículas serán mayores, ya que el valor de la energía umbral se supera y la energía cinética de la partícula alfa y el tritón son mayores.

Otras reacciones de neutrones con el LiF también depositarán energía por medio de interacciones de alto o de bajo LET, siendo éstas:

- Interacciones con los fotones del campo incidente, bien procedentes de la fuente o de la dispersión en los objetos circundantes
- Fotones generados por las interacciones de los neutrones en el polietileno y en el material del dosímetro
- Partículas cargadas generadas en el fluoruro de litio mediante reacciones de los tipos (n,p) , (n,d) y (n,α) .
- Tritones producidos mediante las reacciones (n,t) en el ${}^7\text{Li}$ o el ${}^{19}\text{F}$.
- Dispersión elástica del núcleo de Li: el núcleo de litio es un núcleo ligero, el cual puede llegar a quedarse casi con el 50 % de la energía del neutrón incidente transferida en una dispersión elástica.

Al igual que para el centelleador de ^6LiI del sistema de esferas de Bonner analizado en el capítulo 3, es necesario estudiar qué reacciones deben considerarse para simular la respuesta de los TLDs en el caso de este nuevo diseño de dispositivo. Las interacciones con los materiales del TLD descritas en el párrafo anterior también depositarán energía debido a la producción de partículas cargadas. Sobre este aspecto, las consideraciones expuestas en la sección 3.3.2 para el caso del detector de $^6\text{LiI(Eu)}$ y las reacciones de neutrón con ^6Li y ^7Li son igualmente válidas para este espectrómetro.

Con respecto a las reacciones de los neutrones con el ^{19}F (figura 4.3), se observa que la reacción (n,t) no es significativa, siendo de mayor importancia la reacción (n, α) ó la reacción (n,p). De la figura se puede observar, sin embargo, que en el rango de energías comprendido entre 4 y 10 MeV, la sección eficaz de la reacción (n, α) con el ^{19}F es algo mayor a la reacción (n,t) con ^6Li . Se ha comprobado que esta pequeña contribución no afecta de forma significativa a la respuesta, pudiendo por tanto considerarse que la respuesta del TLD-600 a los neutrones incidentes es debida a las reacciones (n,t) con ^6Li .



Figura 4.3.- Secciones eficaces principales (en barn) para las interacciones de los neutrones con el ^{19}F tomadas de la librería ENDFB 6.8 de NEA. Figura obtenida con el software JANIS.

4.3 Obtención de las matrices respuesta

4.3.1 Matriz respuesta para fuente puntual emitiendo isótropticamente

En la figura 4.4 se muestra una representación tridimensional de las trayectorias producidas por algunos neutrones incidentes sobre la esfera (en rojo) y las trayectorias de fotones (en verde) generados en la interacción de los neutrones con los materiales del dispositivo multidetector, simuladas mediante MCNPX. En esta figura hay representadas muy pocas trazas para que pueda apreciarse bien el comportamiento.

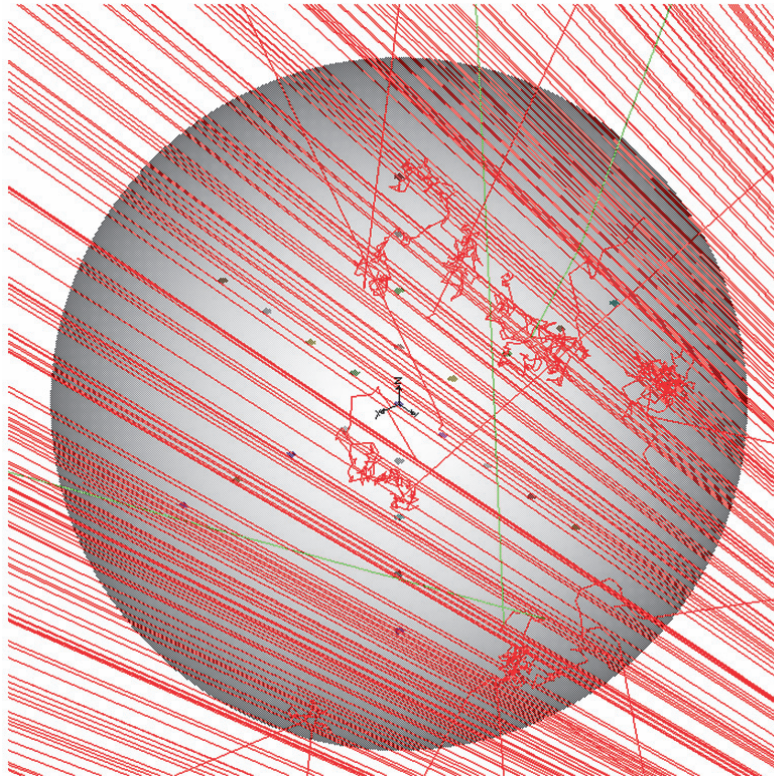


Figura 4.4.- Vista tridimensional del diseño de la esfera mostrando la posición de los TLDs y algunas trazas. Rojo: neutrones, verde: fotones.

Para la obtención de la matriz respuesta se han considerado las respuestas de todos los TLDs contenidos en la esfera de polietileno en cada uno de los tres ejes perpendiculares (x,y,z) según lo descrito en la sección 4.1.1. Para ello, se ha considerado una fuente de neutrones monoenergéticos con 51 valores de energías

equidistantes logarítmicamente que van desde 0.01 eV hasta 100 MeV. La fuente está situada a 100 cm del centro de la esfera en el eje y , emitiendo isotrópamente en todas direcciones. En la figura 4.5 se representan las respuestas en función de la energía incidente de los neutrones de los 9 TLDs que se encuentran en la dirección de incidencia de la radiación. Las posiciones de estos TLDs son $0, \pm 3, \pm 6, \pm 9$ y ± 12 cm. De los resultados mostrados en la figura 4.5 se observa cómo la posición del máximo de la curva correspondiente a cada TLD se obtiene a diferentes energías dependiendo de la posición del detector. Para neutrones incidentes de bajas energías la mayor respuesta es para los TLDs cercanos a la superficie de la esfera de polietileno que esté más cerca de la fuente, esto es para el TLD que se encuentra en $+12$ cm. Por el contrario, a medida que consideramos neutrones de energías más elevadas, los máximos de las curvas se van desplazando obteniéndose los mayores valores para TLDs que están más alejados de la fuente.

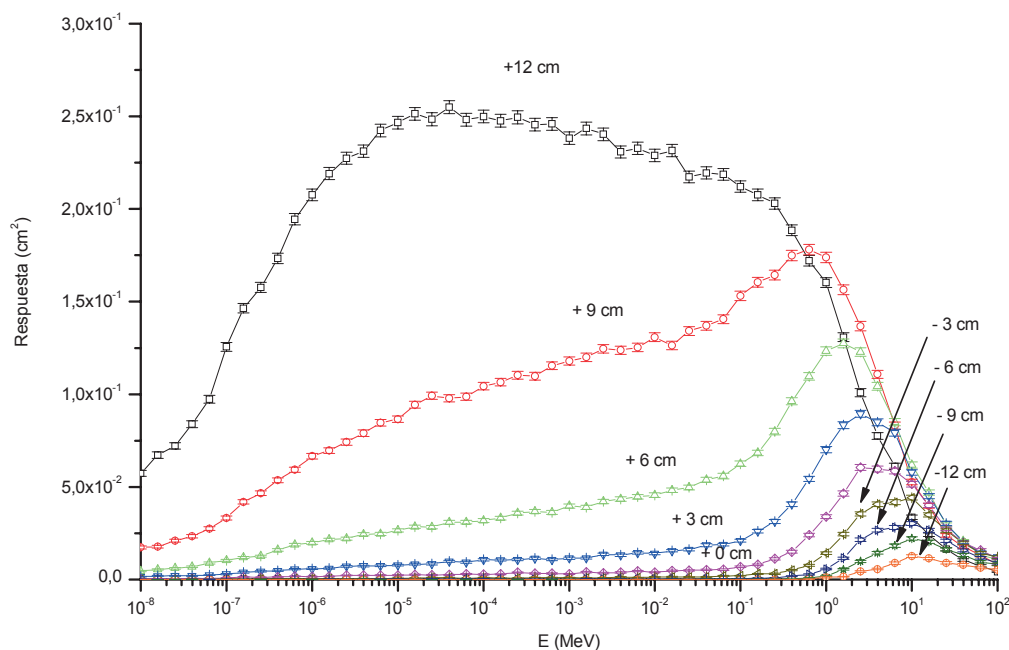


Figura 4.5.- Respuesta de los TLDs en función de la energía de los neutrones para distintas posiciones con fuente puntual emitiendo isotrópamente

Este comportamiento y la capacidad espectrométrica del dispositivo pueden analizarse más fácilmente en la figura 4.6 en la que se muestran las respuestas en función de la posición del TLD para algunos valores de energía de los neutrones

incidentes. Como puede apreciarse de estas figuras, a medida que la energía de los neutrones incidentes es mayor, las curvas de respuesta tienen su máximo para posiciones de los TLDs más alejadas de la fuente. Esto es debido a que la mayor sección eficaz de interacción de los neutrones con el ${}^6\text{Li}$ se produce con neutrones de energías térmicas. Los neutrones incidentes de diferentes energías son termalizados en su recorrido por el polietileno debido a las interacciones que se producen principalmente con el hidrógeno. El contenido en ${}^6\text{Li}$ de los TLD-600 hace que su respuesta sea mucho mayor para neutrones térmicos que para rápidos. A causa de ello, la distribución de los TLDs en diferentes posiciones tiene como consecuencia que cada TLD proporcione una mayor respuesta a neutrones térmicos en función de la energía incidente de los neutrones emitidos por la fuente. Ésta es la base de la capacidad espectrométrica de este nuevo multidetector empleando una única esfera de polietileno en lugar de un conjunto de ellas. Aunque su capacidad de proporcionar información espectrométrica puede apreciarse con las figuras mostradas, posteriormente se realiza una prueba de unfolding que refuerza esta afirmación.

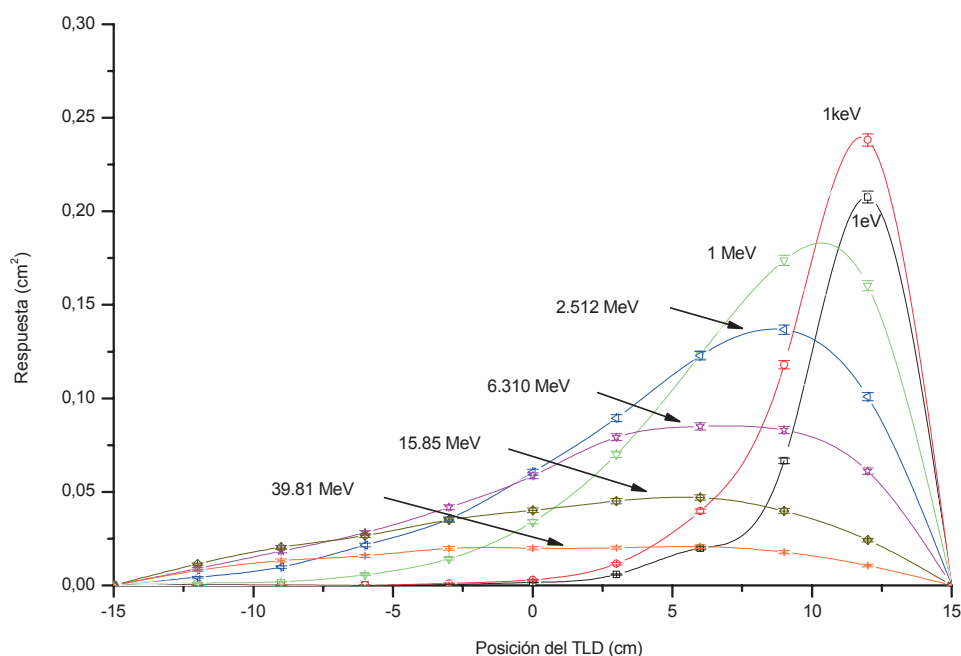


Figura 4.6.- Respuesta de los TLDs en función de la posición para distintas energías, en irradiación con fuente puntual emitiendo isotrópamente, considerando 9 posiciones para los TLDs.

En la figura 4.7 se muestra la matriz respuesta completa en función de la energía y la posición de los TLDs simultáneamente.

Como se puede observar, las funciones respuesta obtenidas son muy similares a las presentadas por [Mares & Schraube 1994] y [Bramblett et al 1960] para el caso de las esferas de Bonner con un detector central de LiI y un conjunto de varias esferas de polietileno.

Las funciones respuesta mostradas en las figuras 4.5 y 4.6 presentan la misma forma y comportamiento que las obtenidas para el detector descrito por [Toyokawa et al 1997]. Estos autores presentan un detector que consiste en un contador proporcional de ^3He que se desplaza a lo largo de tres canales perforados en una esfera de polietileno de 26 cm de diámetro, irradiando dicho detector con una fuente puntual situada a 2 m desde el centro de la esfera emitiendo isotrópamente. Sin embargo, una comparación cuantitativa rigurosa con sus resultados no resulta posible puesto que las condiciones de irradiación (distancia a la fuente) no son las mismas. Así, estos autores consideran una esfera de menor diámetro en la cual los tres canales perforados eliminan parte del polietileno y disminuyen la capacidad de termalización a lo largo de estas tres direcciones, afectando por tanto a la simetría del detector y su capacidad de proporcionar respuesta direccional.

En relación con los resultados obtenidos para el TLD central (posición: 0 cm), éstos sí son directamente comparables con los resultados obtenidos por [Vega Carrillo et al 1999]. Este autor presenta los resultados para un conjunto de esferas de Bonner empleando como detector central un TLD-600. Los valores que proporcionan estos autores para la esfera de 12'' (30.48 cm) están de acuerdo con los aquí obtenidos para el TLD central, salvo una pequeña diferencia en el valor de respuesta máxima debida a que el diámetro del nuevo dispositivo analizado es algo menor que las 12'' de la esfera utilizada por dichos autores.

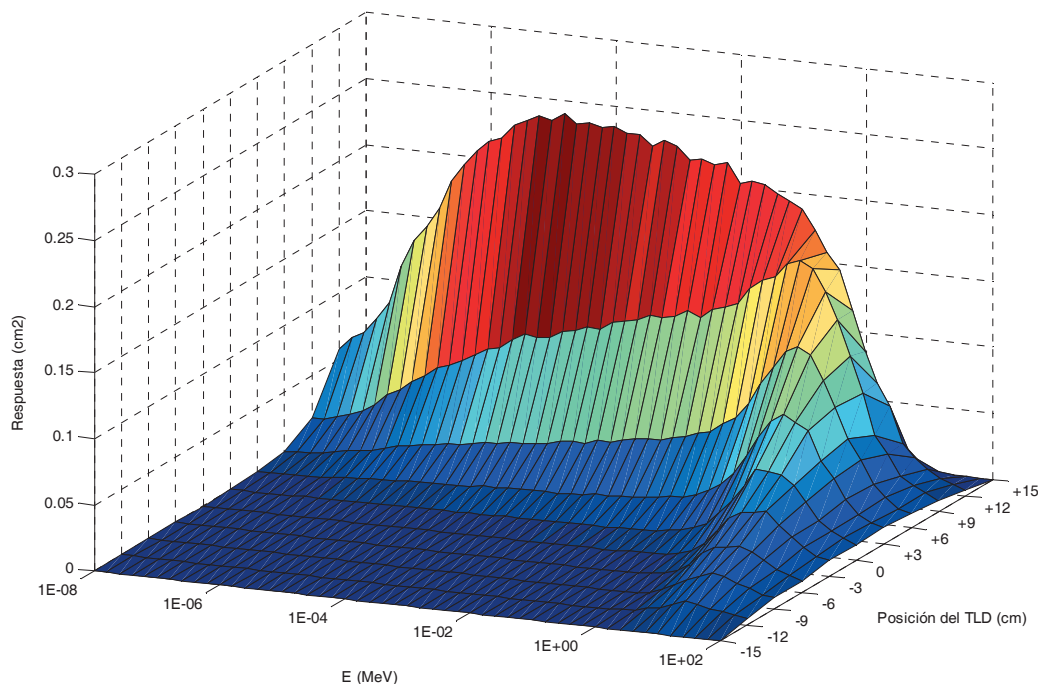


Figura 4.7.- Matriz respuesta en función de la energía y la posición de los TLDs con fuente puntual emitiendo isotrópamente

Los resultados mostrados en la figura 4.7 podrían, en principio, ser comparables a los mostrados por [Drake and Kierkegaard 1999], los cuales han desarrollado un dispositivo similar empleando una esfera de 40 % de parafina y 60 % de ácido bórico y otro tipo de detectores (TLDs de $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ y ^7LiF y PADCs). Pero estos autores no proporcionan valores de la matriz respuesta por lo que no es posible llegar a ningún resultado concluyente en tal comparación.

Una cuestión esencial en relación con el diseño preliminar del prototipo descrito es, sin duda, determinar las posiciones en que deberían colocarse los TLDs. La respuesta a esta pregunta puede obtenerse a partir de los resultados mostrados en la figura 4.6, utilizando el criterio descrito por [Thomas y Alevra 2002], es decir, considerando si los puntos correspondientes a las lecturas de los TLDs permiten definir correctamente la posición del pico en la función respuesta representada frente a la posición de dichos TLDs. Como se observa en la figura 4.6, para neutrones de bajas energías aparece una dependencia importante en la determinación de la posición del pico ligada al número de TLDs que se elija y, en particular, la posición

del pico para neutrones entre 1 eV y 10 keV no resulta suficientemente bien definida. Como consecuencia de estas observaciones se seleccionaron dos posiciones más, en + 10.5 cm y + 13.5 cm, para una mejor caracterización de la matriz respuesta. Los resultados obtenidos considerando estas nuevas posiciones se muestran en la figura 4.8. Como se puede observar, estas nuevas posiciones son de relevancia para un mejor ajuste de las curvas y una mejor determinación del pico para neutrones inferiores a 1 keV [Lis et al 2007 b] y [Lis et al 2007 c].

Para energías superiores a 30 MeV, se observa que las funciones respuesta son muy planas, quedando por tanto la posición del pico mal determinada y habiendo poca variación en dicha posición cuando se aumenta la energía. No obstante, y para la mayor parte de aplicaciones en dosimetría, en las que no se suelen exceder estos valores de energías, esta limitación no resulta relevante.

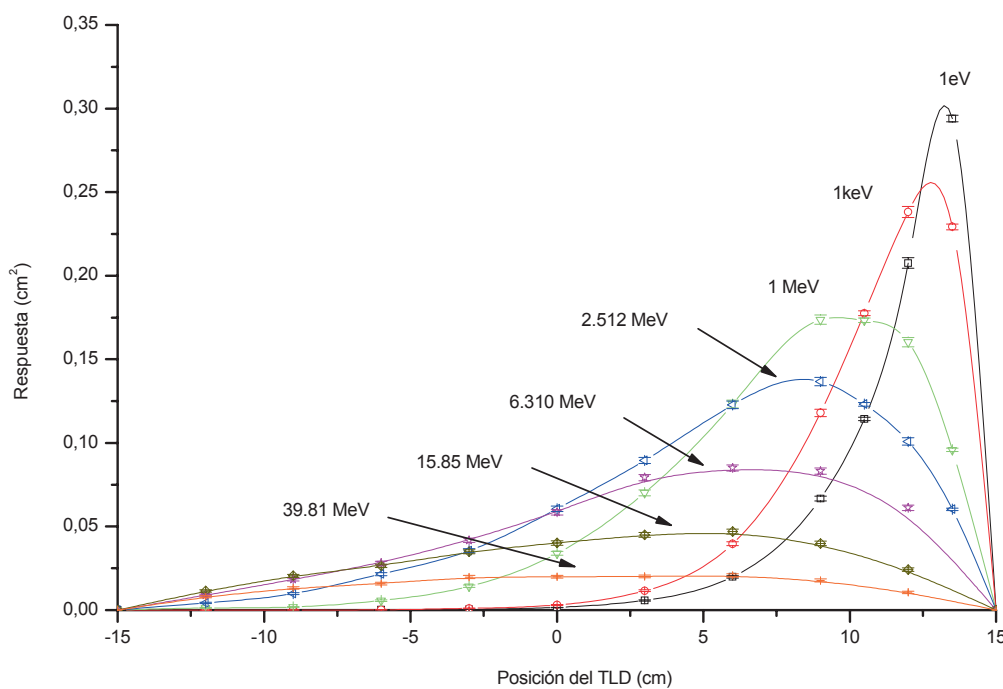


Figura 4.8.- Respuesta de los TLDs en función de la posición para distintas energías en irradiación con fuente puntual emitiendo isotrópamente, considerando 11 posiciones para los TLDs.

4.3.2 Matriz respuesta para irradiación isótropa (ISO)

En la mayor parte de situaciones prácticas, el campo real incidente sobre el multidetector está formado por un haz primario con una dirección determinada (campo unidireccional) más un campo secundario isótropo causado por las interacciones de los neutrones del haz primario con las paredes y otras estructuras que haya alrededor de la fuente de emisión principal. Este campo secundario es esperable que sea, en general, de neutrones térmicos [Lis et al 2007 c].

Por este motivo se ha considerado interesante el estudio de la matriz respuesta con un campo de radiación isótropo (irradiación ISO) alrededor del espectrómetro multidetector analizado. Así pues, de modo análogo a como se obtuvo la matriz respuesta en la sección anterior para una fuente de neutrones puntual, se han realizado ahora las simulaciones considerando que se tiene una fuente ISO en el exterior de la esfera de polietileno que emite en todas direcciones, considerando neutrones monoenergéticos con energías que van desde 0.01 eV hasta 100 MeV [Lis et al 2007b]. Los resultados obtenidos para las respuestas de los 13 TLDs que se encuentran en uno de los ejes de la esfera (los 9 inicialmente considerados y los 4 situados en las nuevas posiciones en $\pm 10,5$ cm y $\pm 12,5$ cm para mejorar la resolución en bajas energías), se presentan en la figura 4.9.

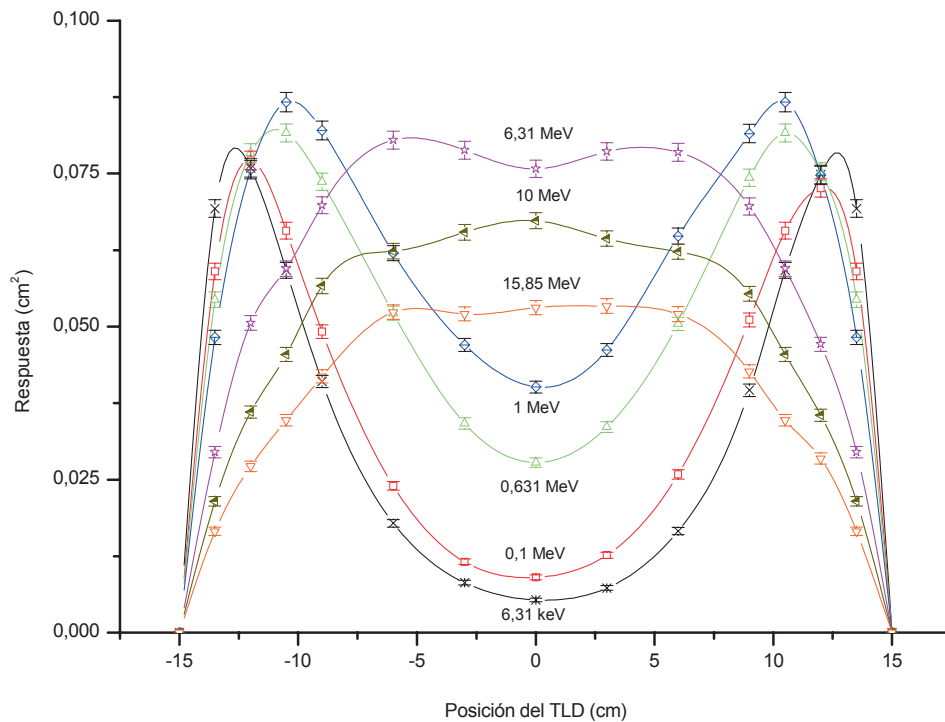


Figura 4.9.- Respuesta de los TLDs en función de la posición para distintas energías en irradiación ISO

En primer lugar, obsérvese la diferencia entre la figura 4.8 y la 4.9. Al tratarse de una irradiación isótopa se puede apreciar, de la figura 4.9, la simetría de las respuestas para los TLDs simétricamente dispuestos con respecto al TLD central (posición 0). De nuevo en este caso se observa que existe capacidad espectral en el dispositivo, puesto que la posición de los picos depende de la energía de los neutrones incidentes. La aparición de dos picos para este tipo de irradiación en lugar de uno para neutrones por debajo de 10 MeV, se debe a que los neutrones inciden isótopamente en la esfera desde todas las direcciones y, por tanto, tanto los TLDs de un extremo como los del otro, están viendo neutrones térmicos cuando el espesor de polietileno recorrido sea el suficiente para que lleguen al detector ya termalizados. Sin embargo, en irradiación ISO aparece un nuevo resultado. Para neutrones de energías superiores a 10 MeV aproximadamente, aparece un sólo pico en lugar de dos. Esto es debido a que para esta energía y superiores el espesor atravesado por los neutrones no es el suficiente como para que se termalicen completamente todos los neutrones incidentes de esa energía y la respuesta se hace máxima en el TLD central, que es el más distante a todos los puntos de la superficie de la esfera.

Para este tipo de irradiación no resulta posible comparar con resultados obtenidos por otros autores puesto que no se ha encontrado ningún estudio previo sobre resultados para irradiación ISO por parte de los autores que presentan dispositivos similares al presentado en esta tesis.

4.3.3 Matriz respuesta para un haz paralelo (fuente expandida y alineada)

En la figura 4.10 se presentan los resultados de la respuesta en función de la posición para una irradiación con un haz paralelo (fuente expandida y alineada) de modo análogo a como se obtuvo en la sección anterior para una fuente de neutrones puntual. En este caso se ha simulado una irradiación homogénea de la esfera con una fuente expandida y alineada de diámetro igual al de la esfera con neutrones monoenergéticos con energías comprendidas entre 0.01 eV y 100 MeV. La fuente está situada perpendicular al eje y , en la posición $y = +100$ cm, y emite en la dirección de valores negativos del eje y . Los resultados que se muestran en la figura 4.10 son los correspondientes a los TLDs que se encuentran a lo largo de la dirección de emisión.

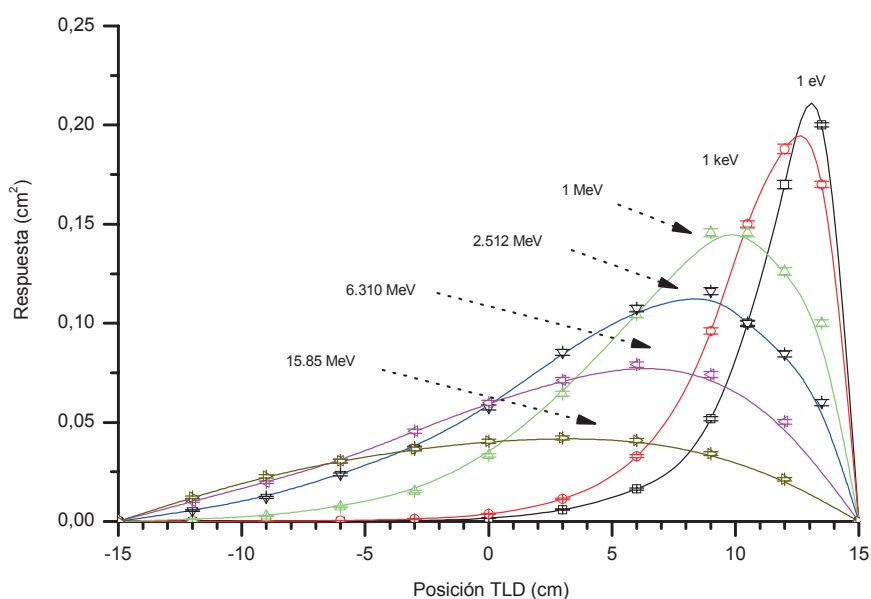


Figura 4.10.- Respuesta de los TLDs en función de la posición para distintas energías en irradiación con fuente expandida y alineada.

Como es lógico, los resultados obtenidos para la figura 4.10 son muy similares a los obtenidos para la figura 4.6. Esto es debido a la propia geometría de irradiación. A una distancia lo suficientemente grande, el campo proveniente de una fuente expandida y alineada que llegue al multidetector es muy similar al campo proveniente de una fuente puntual que emita isotrópamente. Sin embargo, para una distancia de 100 cm desde el centro de la esfera hasta la fuente, no se tiene una separación lo suficientemente grande como para que esta aproximación se cumpla y por tanto se obtienen pequeñas diferencias en las funciones respuesta como se puede observar al comparar las dos figuras. Sin embargo, en la práctica se suele hacer la aproximación de que esta condición se cumple para la obtención de la dosis equivalente ambiental, H^* , lo cual no siempre es el caso.

4.4 Resultados del unfolding en energías para distintas fuentes de neutrones

Debido a la anisotropía del detector con respecto a la dirección de incidencia de los neutrones, la medida proporcionada por cada dosímetro en una posición determinada dentro de la esfera, $M(\vec{r}_i)$, sería la convolución de la distribución espectral y angular de la fluencia, $\Phi_{E,\Omega}$, con la función respuesta angular $R(E, \Omega, \vec{r}_i)$ de la forma [Reginatto et al 2004]:

$$M(\vec{r}_i) = k_i \iiint dE d^2\Omega \Phi_{E,\Omega}(E, \Omega) R(E, \Omega, \vec{r}_i) \quad (1)$$

Sin embargo, para aquéllas condiciones de exposición en las que no es necesario considerar la dependencia angular, se puede obtener una relación más sencilla para aquéllos detectores situados a lo largo de uno de los ejes, proporcionando cada uno de ellos una lectura, M_i , obteniéndose de esta forma:

$$M_i = k_i \int dE \Phi_E(E) R_i(E) \quad (2)$$

donde Φ_E es la fluencia espectral de neutrones, y $R_i(E)$, es la función respuesta en energías para el detector i -ésimo, extendiéndose la integral en todo el rango de energías de los neutrones en el que van a obtenerse las medidas.

La expresión (2) es formalmente idéntica a la ecuación integral de Fredholm que describe la respuesta para un sistema de esferas de Bonner, con lo que es de esperar que los métodos de unfolding utilizados en este sistema puedan también emplearse para el nuevo dispositivo descrito en las secciones 4.1 a 4.3 de este capítulo. Para llevar a cabo el proceso de unfolding se han utilizado tres códigos, ya descritos en la sección 2.4. Éstos son: GRAVEL [Matzke 1994] y [Matzke 2003], basado en un método de mínimos cuadrados no lineales; MAXED [Reginatto et al 2002], que utiliza el principio de máxima entropía; y FRUIT [Bedogni et al 2007].

Aunque las funciones respuesta calculadas y descritas anteriormente indican la capacidad espectrométrica del dispositivo multidetector propuesto, se ha realizado una comprobación haciendo uso de los códigos de unfolding mencionados anteriormente para la obtención del espectro de fluencia inicial. Con este fin se han simulado tres fuentes de neutrones; dos de ellas, $^{241}\text{Am-Be}$ y ^{252}Cf sin moderar, son habituales en laboratorios de calibración y una tercera fuente, de ^{252}Cf moderado con Fe y polietileno. Esta última contiene un espectro de neutrones con una parte rápida y otra térmica, tal y como se muestra en la figura 4.2, habiéndose elegido un espectro de este tipo por tratarse de un espectro característico que suele encontrarse en la mayor parte de instalaciones en las que haya irradiación con neutrones.

4.4.1 Fuente de $^{241}\text{Am-Be}$

Se ha realizado la simulación de una fuente puntual de $^{241}\text{Am-Be}$. La figura 4.11 muestra el espectro de fluencia obtenido una vez realizado el proceso de unfolding con MAXED, GRAVEL y FRUIT. Estos resultados son a su vez comparados con el espectro original de $^{241}\text{Am-Be}$, ya descrito en el capítulo 3. Como se puede observar, los resultados obtenidos para la fluencia espectral con los tres códigos de unfolding proporcionan una estimación bastante cercana a los valores del espectro real de

origen. Sin embargo, se observa una pequeña discrepancia para valores por debajo de 1 MeV, rango en el que los métodos de unfolding mencionados subestiman la contribución a la fluencia para este espectro en particular. Así mismo, se puede apreciar una ligera sobreestimación del pico máximo para los resultados obtenidos con los códigos MAXED y GRAVEL y un desplazamiento a la derecha para los resultados obtenidos con el código FRUIT.

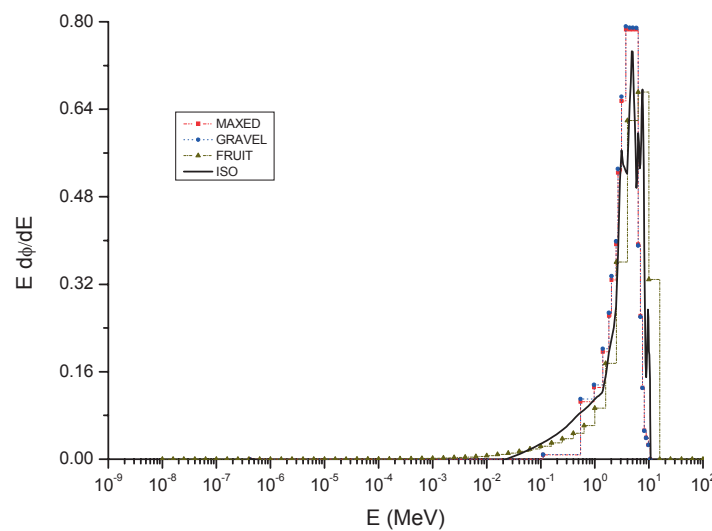


Figura 4.11.- Espectro de fluencia obtenido con MAXED, GRAVEL y FRUIT para una irradiación con $^{241}\text{Am-Be}$.

4.4.2 Fuente de ^{252}Cf sin moderar

Los resultados obtenidos para el espectro de fluencia de salida del proceso de unfolding para la simulación de una fuente de ^{252}Cf sin moderar, se presentan en la figura 4.12. De nuevo los resultados obtenidos mediante el procedimiento de unfolding se comparan con el espectro original obteniéndose una estimación bastante cercana a los valores dicho espectro.

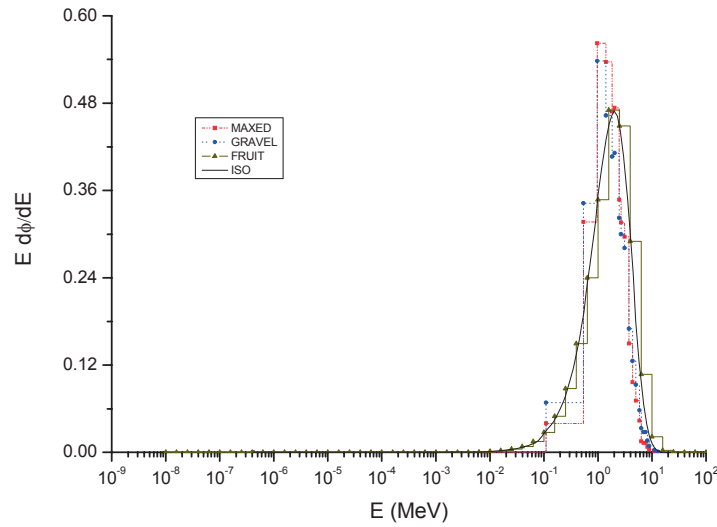


Figura 4.12.- Espectro de fluencia obtenido con MAXED, GRAVEL y FRUIT para una irradiación con ^{252}Cf sin moderar.

Al igual que para el caso de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$, se puede apreciar que MAXED y GRAVEL de nuevo sobreestiman el valor máximo del pico mientras que FRUIT muestra un desplazamiento del espectro hacia la derecha (a energías mayores).

4.4.3 Fuente de ^{252}Cf moderado con hierro y polietileno

Como ya se ha comentado anteriormente, conviene hacer un estudio con un espectro típico con una parte rápida y otra térmica en el que veamos cómo responde el multidetector cuando se tienen distintas contribuciones en energía a la fluencia. Para ello se ha simulado la exposición a una fuente puntual de ^{252}Cf moderado con 5 cm de Fe y 10 cm de polietileno ya presentada anteriormente. Los resultados obtenidos del proceso de unfolding y su comparación con el espectro real se muestran en la figura 4.13. De estos resultados se puede apreciar una reproducción bastante buena para las dos contribuciones principales, aunque de nuevo hay pequeñas desviaciones, sobretodo en la región de neutrones intermedios. Así, en la región comprendida entre 2×10^{-7} y 2×10^{-3} MeV, FRUIT subestima los valores de fluencia de este espectro, mientras que MAXED y GRAVEL lo hacen en la región comprendida entre 10^{-5} y 5×10^{-4} MeV.

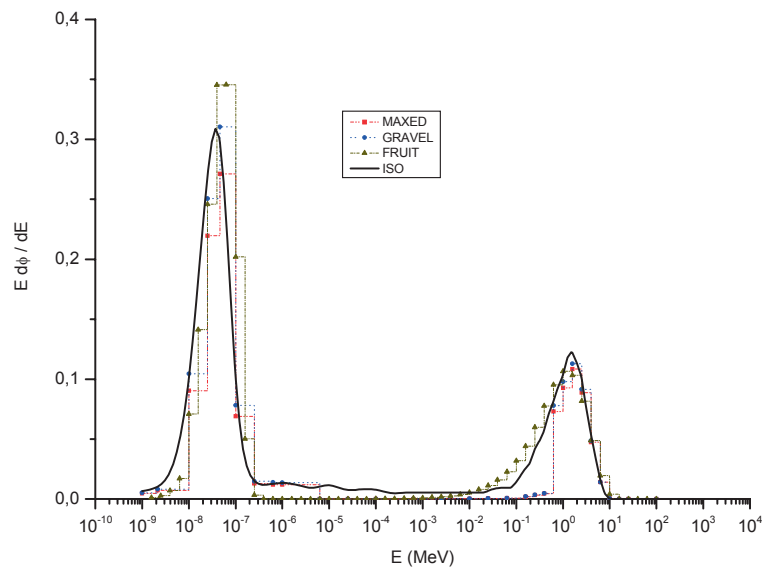


Figura 4.13.- Espectro de fluencia obtenido con MAXED, GRAVEL y FRUIT para una irradiación con ^{252}Cf moderado con 5 cm de Fe y 10 cm de PE.

De los resultados obtenidos con los tres códigos de unfolding para las tres fuentes mostradas anteriormente se comprueba que:

- a) la matriz respuesta calculada en el apartado 4.1.1 resulta consistente y por tanto caracteriza de forma adecuada la respuesta del detector,
- b) el dispositivo multidetector considerado proporciona información espectrométrica que permite la aplicación de un proceso de unfolding, proporcionando buena estimación del espectro de fluencia incidente.

4.5 Análisis de la robustez del procedimiento de unfolding

Puesto que el dispositivo propuesto se basa en las lecturas de los TLDs situados en las distintas posiciones de la esfera moderadora, es importante determinar la influencia de lecturas erróneas o la pérdida de datos de alguno de los TLDs. Este análisis se ha estudiado en detalle para el caso de la fuente de ^{252}Cf moderada con 5 cm de Fe y 10 cm de polietileno, considerando para ello las lecturas de los TLDs en

las posiciones +12, +9, +6, +3, 0, -3, -6, -9, -12 cm bajo las condiciones de irradiación mostradas en la sección 4.3.1. Para la simulación de la pérdida de una lectura, se ha repetido el procedimiento de unfolding para este espectro tomando en consideración nueve conjuntos de ocho lecturas, eliminando de cada uno de estos conjuntos el valor de la lectura de uno de los TLDs. De este modo, los nueve conjuntos con ocho valores de lecturas para cada uno, fueron introducidos en el código FRUIT, asignando un 5 % de incertidumbre en la lectura y utilizando un espectro por defecto de fisión [Lis et al 2007b].

Los resultados obtenidos comparados con los que se obtuvieron con el conjunto completo de nueve lecturas se muestran en la tabla 4.2, donde la fluencia, Φ , y la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$, se han normalizado dividiéndolos por los valores de referencia iniciales, es decir, aquéllos en los que no se ha eliminado ninguna lectura. Además, se han calculado los valores promedios de los coeficientes de conversión de fluencia a dosis equivalente ambiental, $h_\phi^*(10)=H^*(10)/\Phi$, junto con las energías medias para fluencia y dosis equivalente, E_ϕ y E_H respectivamente [ISO 8529-1].

Tabla 4.2.- Análisis de la pérdida de lectura de un TLD eligiendo 9 conjuntos con 8 valores cada uno.

Lecturas de los TLDs	Φ/Φ_{ref}	$H^*(10)/H^*(10)_{ref}$	$h_\phi^*(10)$ pSv·cm ²	E_ϕ (MeV)	E_H (MeV)
Todos los TLDs (ref)	1	1	115 ± 8	0.44	1.5
+12 perdido	0.75	0.97	148 ± 10	0.59	1.6
+9 perdido	0.93	0.97	120 ± 9	0.47	1.6
+6 perdido	0.92	0.97	120 ± 9	0.47	1.6
+3 perdido	1.01	1.02	115 ± 8	0.45	1.5
0 perdido	0.97	0.98	116 ± 8	0.45	1.5
-3 perdido	0.99	0.99	115 ± 9	0.45	1.5
-6 perdido	0.95	0.97	118 ± 9	0.46	1.6
-9 perdido	0.98	0.99	116 ± 9	0.45	1.5
-12 perdido	0.97	0.97	115 ± 8	0.44	1.5

En la tabla 4.2 se muestran los resultados obtenidos en este estudio. Las incertidumbres obtenidas para Φ/Φ_{ref} y $H^*(10)/H^*(10)_{\text{ref}}$ son ± 0.02 y ± 0.05 , respectivamente. Las incertidumbres en E_ϕ y E_H son ± 0.05 MeV y ± 0.1 MeV, respectivamente. El TLD localizado en +12 cm, debido a su mayor proximidad a la superficie de la esfera, es el más sensible a neutrones de bajas energías. Por lo tanto, es de esperar que su eliminación tenga una influencia mayor en el proceso de unfolding, especialmente para la componente de neutrones de bajas energías. Por esta razón, es por lo que se ha realizado esta parte del estudio considerando el espectro de ^{252}Cf moderado con Fe y PE. Como se puede observar de los resultados mostrados en la tabla 4.2, la pérdida del TLD en la posición de +12 cm tiene como consecuencia un 25 % de subestimación de la fluencia total, la cual se produce principalmente en el pico de bajas energías, y una sobreestimación del 28 % en el coeficiente de conversión de fluencia a dosis equivalente ambiental, $h_\phi^*(10)$. Este último efecto está causado por una desviación a mayores energías del espectro de fluencia de salida del código, como se muestra en la figura 4.14. Debido a la combinación de estos dos factores es por lo que se obtiene una correcta estimación de la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$. En los demás casos de estudio, todas las cantidades integrales son compatibles con sus valores de referencia, teniendo para ello en consideración los valores de incertidumbre obtenidos. De la figura 4.14 se puede apreciar que, mientras que la pérdida del TLD que se encuentra en la posición de +12 cm afecta claramente la forma del espectro de fluencia de salida, la pérdida de los otros TLDs no produce variaciones significativas con respecto al espectro de referencia, no afectando prácticamente a los resultados mostrados en la tabla 4.2. Así, y de acuerdo con los resultados obtenidos en este apartado y los que ya se mostraron en el apartado 4.3.1, los TLDs adicionales en las posiciones +10.5 cm y +13.5 cm resultan importantes no sólo para mejorar la respuesta en energías del dispositivo, sino también para garantizar que éste no resulte demasiado sensible a la pérdida de la lectura de alguno de los TLDs.

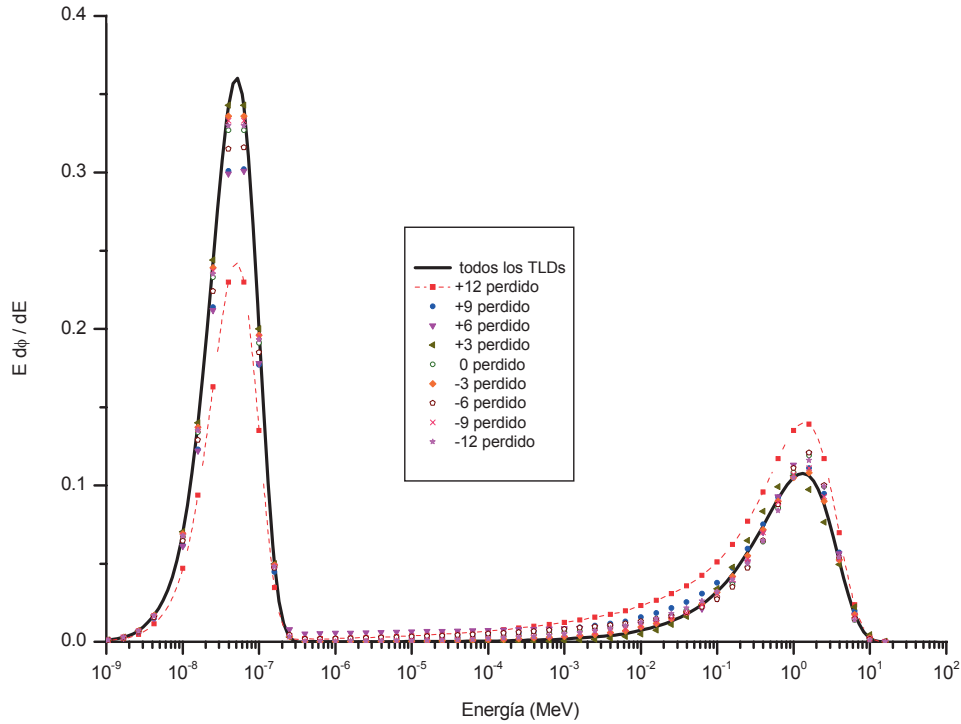


Figura 4.14.- Espectro de fluencia obtenido del análisis con FRUIT de la pérdida de lectura de un TLD, eligiendo 9 conjuntos con 8 valores cada uno.

4.6 Análisis de incertidumbres en la determinación de la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$

Con el objeto de obtener una estimación de la precisión de los resultados para la determinación de magnitudes integradas, como son la fluencia total, Φ y la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$, debido a la incertidumbre asociada a las lecturas en los TLDs, se ha utilizado el código FRUIT para analizar el espectro de salida sobre 1000 conjuntos de valores de entrada. Cada uno de ellos se ha generado considerando una perturbación gaussiana en los valores de lectura de los TLDs obtenidos a partir de las simulaciones para $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf sin moderar y ^{252}Cf moderado con Fe y PE.

La tabla 4.3 muestra los resultados obtenidos asumiendo dos valores de incertidumbre iniciales para las lecturas de los TLDs de 5 % y 10 %. Como se puede observar, una incertidumbre del 5 % en los valores de las lecturas proporcionan

como resultado una incertidumbre del 2 % en el valor de salida de $H^*(10)$ para el caso de las fuentes de $^{241}\text{Am-Be}$ y ^{252}Cf sin moderar. Para una incertidumbre inicial del 10 % la correspondiente incertidumbre en el valor de $H^*(10)$ pasa a ser de 4 a 5 %. La incertidumbre en el valor de la fuente de ^{252}Cf moderada con Fe y PE es mayor (8 % y 15 %, cuando se consideran incertidumbres iniciales de 5 % y 10 %, respectivamente). Esta mayor incertidumbre es debida a la contribución al espectro por encima de 10 keV, donde los coeficientes de conversión para dosis equivalente ambiental, $h_\phi^*(10)=H^*(10)/\Phi$, varían significativamente con la energía.

Tabla 4.3.- Incertidumbre asociada a la determinación de las magnitudes integradas, fluencia total y dosis equivalente ambiental.

Incertidumbre inicial TLDs (%)	$^{241}\text{Am-Be}$		^{252}Cf sin moderar		^{252}Cf moderado con Fe + PE	
	inc Φ (%)	inc $H^*(10)$ (%)	inc Φ (%)	inc $H^*(10)$ (%)	inc Φ (%)	inc $H^*(10)$ (%)
5	1.7	1.9	1.7	2.1	1.7	7.6
10	3.3	4.3	3.3	4.8	3.3	15.4

4.7 Estudio del comportamiento direccional

Como se indicó en el capítulo de introducción, la estimación de magnitudes direccionales en un campo de neutrones multidireccional requiere en ciertas situaciones del conocimiento de la distribución espectral de fluencia en energías y ángulos. A continuación se muestra la dependencia en la respuesta angular del multidetector cuando se irradia éste desde distintos ángulos y considerando distintos tipos de fuentes [Lis et al 2007 d].

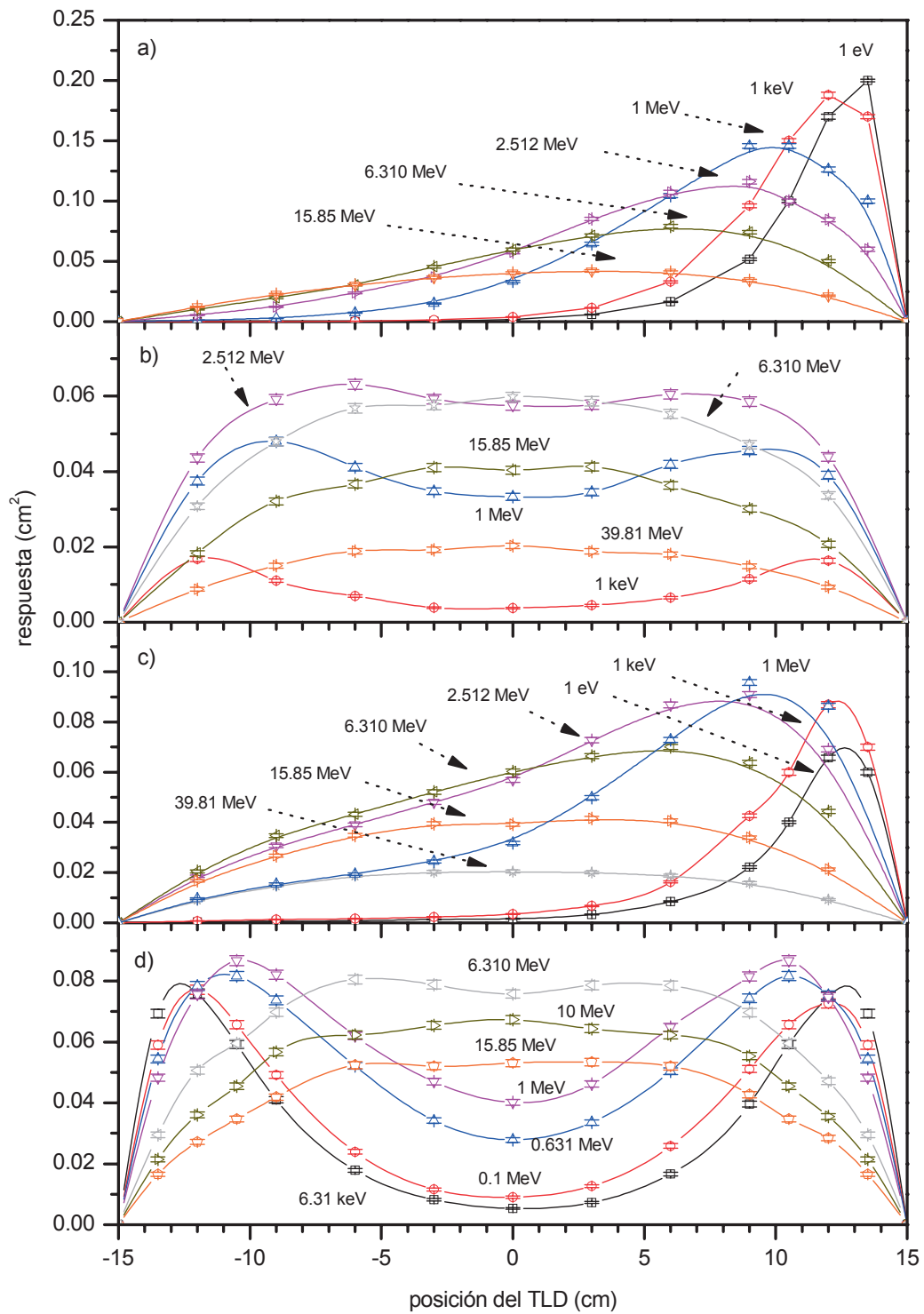


Figura 4.15.- Respuesta direccional en función de la posición de los TLDs para neutrones de distintas energías considerando distintas geometrías de irradiación para fuente expandida y alineada: a) respuesta a lo largo del eje de TLDs que se encuentra en la dirección de incidencia, b) respuesta a lo largo del eje de TLDs perpendicular al anterior, c) incidencia en la dirección (1,1,1), d) irradiación isótropa (ISO).

En la figura 4.15 se muestra la respuesta direccional del dispositivo multidetector para neutrones monoenergéticos con tres tipos de incidencia diferentes considerando que se irradia la esfera de polietileno con una fuente de neutrones expandida y alineada de diámetro igual al de la esfera, así como la respuesta cuando la irradiación es isótropa.

En las figuras 4.15 a) y b) se irradia la esfera con una fuente expandida y alineada. En la figura 4.15 a) se muestra la respuesta de cada uno de los TLDs que se encuentran en la dirección de incidencia de la radiación; en la figura 4.15 b) se muestra la respuesta de los TLDs que se encuentran en la dirección perpendicular a la de incidencia de los neutrones. En la figura 4.15 c) se muestra la respuesta de los TLDs en la misma dirección que en el caso de la figura 4.15 a) pero ahora la irradiación es con una fuente expandida y alineada con dirección de incidencia (1,1,1). En la figura 4.15 d) se muestra la respuesta de los TLDs en la misma dirección que en el caso de la figura 4.15 a) y c) pero ahora la irradiación es con incidencia isótropa (ISO) alrededor de la esfera.

Como se puede observar de lo mostrado en la figura 4.15, el dispositivo también proporciona información direccional puesto que la respuesta en función de la posición en la que se encuentran los detectores es dependiente del tipo de irradiación y de la dirección de incidencia de ésta. Así, los perfiles de posición para el caso de fuente expandida y alineada son diferentes cuando se observa la respuesta en función de la posición del detector para los TLDs situados en la dirección de incidencia de la radiación (figura 4.15a) que para el caso de los TLDs que se encuentran en la dirección perpendicular (figura 4.15b). También se observa una clara diferencia entre el caso de respuesta con fuente expandida y alineada o cuando la irradiación se produce de forma isótropa (ISO).

Las distribuciones mostradas en la figura 4.15 para este dispositivo son muy similares a las que muestran [Toyokawa et al 1994] para un dispositivo constituido por una esfera de polietileno de 26 cm de diámetro en la cual hay surcados tres

canales de 1 cm de diámetro por los que pasa un contador proporcional de ^3He . Sin embargo, y como ya se ha dicho en la sección 4.3.1, las diferencias en cuanto a geometría y diseño sólo permiten una comparación cualitativa con dichos resultados.

Capítulo 5

ANÁLISIS DE UN PRIMER PROTOTIPO DE ESPECTRÓMETRO MULTIDETECTOR PARA CAMPOS MIXTOS NEUTRÓN - GAMMA

Una vez que los resultados presentados en el capítulo anterior han mostrado la capacidad potencial del dispositivo propuesto como espectrómetro de neutrones para aplicaciones a dosimetría con fines de protección radiológica, el propósito de este capítulo es analizar la aplicación de todo lo anterior a un primer prototipo de espectrómetro multidetector construido, incluyendo su posible utilización para la medida no sólo en campos neutrónicos, sino también en campos mixtos. A partir de los resultados que se exponen a continuación y los obtenidos anteriormente se proporcionan los requisitos de un nuevo diseño optimizado de espectrómetro en el que pueda obtenerse la máxima información espectrométrica con el mínimo número posible de TLDs.

5.1 Utilización de TLDs en campos mixtos neutrón - gamma

Algunos de los materiales termoluminiscentes habitualmente empleados en dosimetría de fotones y electrones, tales como el LiF:Mg,Ti y el $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Mn}$, pueden ser adaptados para su uso en dosimetría de neutrones alterando para ello la concentración isotópica natural del Li o el B; y enriqueciendo su contenido en ^6Li o ^{10}B , los cuales tienen una sección eficaz elevada para neutrones térmicos para las reacciones de captura $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ y $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Como ya se ha expuesto anteriormente, la sección eficaz de estas reacciones presenta una dependencia en energías que va con la inversa de la velocidad ($1/v$, para energías inferiores a 1 keV) de la misma forma que sucede en el caso de las reacciones de captura de neutrones por los átomos de nitrógeno e hidrógeno que se encuentran presentes en los tejidos vivos. Sin embargo, la sección eficaz, que decrece con la energía del neutrón, presenta valores aceptables para el caso de la región térmica pero decrece a valores muy bajos para unos pocos keV. Por lo tanto, los dosímetros de $^6\text{LiF:Mg,Ti}$ (TLD-600), $^6\text{LiF:Mg,Cu,P}$ (MCP) o $^6\text{Li}_2^{10}\text{B}_4\text{O}_7\text{:Mn}$ resultan utilizables para dosimetría de

neutrones de energías térmicas o intermedias con una respuesta en energías razonablemente buena pero, sin embargo, la eficiencia de estos materiales para neutrones rápidos es muy baja ya que las reacciones de captura no suponen un mecanismo de interacción eficiente y los elementos que forman estos dosímetros de termoluminiscencia (TL) no proporcionan factores de kerma comparables a los del tejido vivo para el caso de neutrones rápidos. En esta región, el mecanismo de transferencia de energía más eficiente en el tejido ICRU es la dispersión elástica de los neutrones producida por la interacción con el hidrógeno originando con ello protones de retroceso. Y, como vemos, el hidrógeno no es uno de los constituyentes de los materiales de TL mencionados [Delgado, IRPA-10].

Las composiciones de los TLDs de LiF dopados con Ti y Mg se muestran en la tabla 5.1 [Horowitz 1984]. Los parámetros de absorción para las reacciones más importantes en dichos materiales se muestran en la Tabla 5.2.

Tabla 5.1.- Composiciones de dosímetros TL de LiF:Ti,Mg

Tipo de TLD	Composición
TLD-100	7.4 % de ^6Li , 92.6 % de ^7Li
TLD-600	95.62 % de ^6Li , 4.38 % de ^7Li
TLD-700	0.007 % de ^6Li , 99.993 % de ^7Li

Tabla 5.2.- Parámetros de absorción de neutrones térmicos para dosímetros TL de LiF:Ti,Mg

Reacción	2200 m/s Sección eficaz neutrones térmicos (10^{-24} cm^2)	Sección eficaz macroscópica Σ (cm^{-1})		
		TLD-100	TLD-600	TLD-700
$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	942.4	4.33	57.14	4.03×10^{-3}
$^6\text{Li}(n,\gamma)$	40×10^{-3}	1.8×10^{-4}	2.43×10^{-3}	1.71×10^{-7}
$^7\text{Li}(n,\gamma)$	36×10^{-3}	2.1×10^{-3}	1.01×10^{-4}	2.2×10^{-3}
$^{19}\text{F}(n,\gamma)$	9×10^{-3}	5.5×10^{-4}	5.72×10^{-4}	5.5×10^{-4}

La elevada sensibilidad a neutrones térmicos del TLD-100 y el TLD-600 se debe a la elevada sección eficaz y al valor positivo del “valor Q” de la reacción $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$,

la cual proporciona una partícula α de 2.06 MeV y un tritón de 2.72 MeV para cada uno de los neutrones absorbidos. La sección eficaz macroscópica de la reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ es aproximadamente 10^5 veces mayor que cualquiera de las reacciones (n,γ) que compiten con ella. En el TLD-700, la sección eficaz macroscópica total es menor de $7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, es decir, de 3 a 4 órdenes de magnitud menor que la sección eficaz macroscópica total del TLD-100 o el TLD-600, por lo cual la sensibilidad del TLD-700 a neutrones térmicos resulta insignificante comparada con la sensibilidad a neutrones térmicos del TLD-600 o el TLD-100.

Estas consideraciones son el fundamento para el empleo de pares de dosímetros, TLD-600/TLD-700, para la discriminación de la contribución debida a neutrones térmicos de la debida a fotones en campos de radiación mixtos en los que existan los dos tipos de radiaciones. En tal caso, se asume que el TLD-700 proporciona únicamente la contribución a la dosis debida a la componente gamma y que la resta de esta lectura a la del TLD-600 da como resultado el valor de señal debida a neutrones térmicos, una vez corregidos los valores por los factores individuales de calibración adecuados.

5.2 Descripción geométrica, materiales y fuentes

5.2.1 Geometría del diseño y materiales

Para facilitar la colocación de los dosímetros en el interior del dispositivo, el diseño del primer prototipo construido está formado por 30 discos de polietileno de distintos diámetros y 1.053 cm de espesor en algunos de los cuales se perforaron cavidades cilíndricas del tamaño adecuado para albergar en cada una el par correspondiente de TLD-600/TLD-700. El número total de cavidades perforadas fue de 68. La figura 5.1 muestra una representación esquemática del espectrómetro, cuyo aspecto real puede verse en la figura 5.2.

Como resultado de lo expuesto en el apartado 4.3.1 concerniente a la necesidad de incrementar el número de posiciones para obtener una buena matriz respuesta cerca

de la superficie de la esfera para neutrones por debajo de 1 keV, se añadieron 4 taladros más (72 en total) en el disco central a fin de mejorar la capacidad espectral del mutidetector y poder obtener una mejor estimación de la dosis equivalente ambiental.

Los pares de TLDs están distribuidos de forma asimétrica dentro de la esfera, teniendo 27 pares de TLDs en el disco central y el resto, hasta completar los 72 pares, repartidos en distintas posiciones de los discos no estando simétricamente distribuidos ni en el disco central, ni a lo largo de los tres ejes ortogonales (x,y,z). La altura total de la esfera de de 31.59 cm (sin contar las roscas que permiten ensamblar el sistema), mientras que el diámetro del disco de mayor tamaño es de 30 cm. Puesto que las dimensiones de los taladros sobrepasan ligeramente las dimensiones de los TLDs, en las simulaciones realizadas con MCNPX se ha considerado conveniente tener en cuenta el aire correspondiente a dicho hueco contenido entre los TLDs y el polietileno.

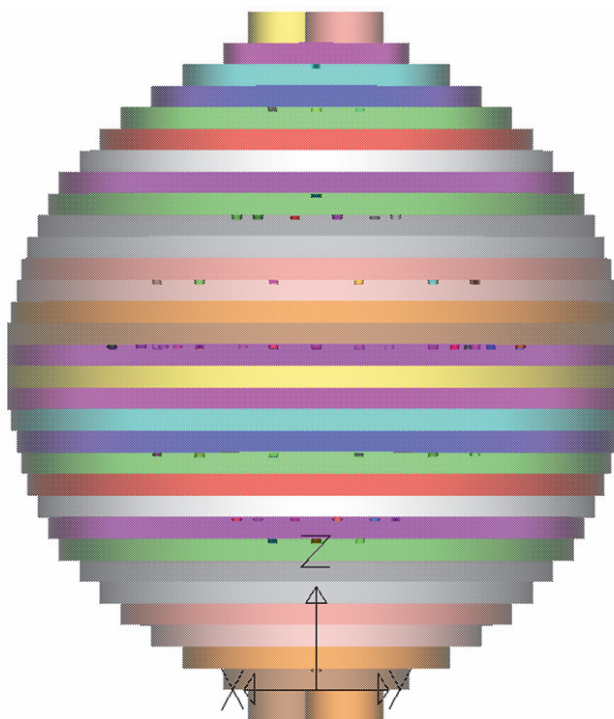


Figura 5.1a.- Vista 3D del prototipo construido de espectrómetro multidetector, donde puede observarse la distribución de los TLDs en el interior de los discos de polietileno. Los discos se han dibujado en distintos colores semitransparentes para facilitar la visualización.

La figura 5.1a muestra una vista tridimensional del diseño exacto del prototipo de espectrómetro descrito. Los discos de polietileno están sujetos por dos vástagos con 4 roscas del mismo material que los atraviesan de un lado a otro. En esta figura se muestran los discos semitransparentes para que pueda apreciarse la disposición de los TLDs en su interior.

La figura 5.1b muestra una vista tridimensional de sólo aquellos discos que contienen taladros perforados para la inserción de TLDs en su interior. A la figura se le ha dado una leve inclinación del eje con el fin de que pueda apreciarse mejor la disposición de TLDs en cada uno de los discos.

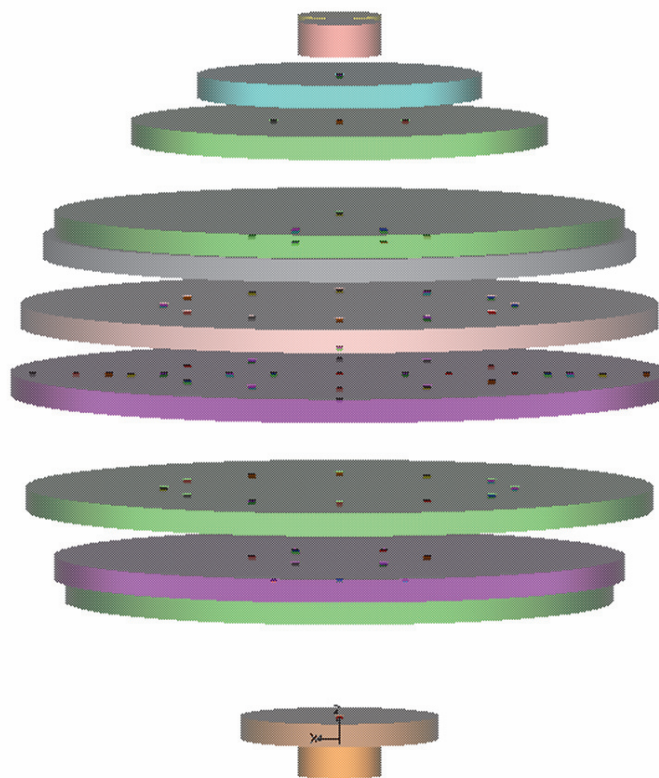


Figura 5.1b.- Vista 3D del prototipo construido de espectrómetro multidetector, donde se aprecia la distribución de los TLDs en el interior de los discos de polietileno.

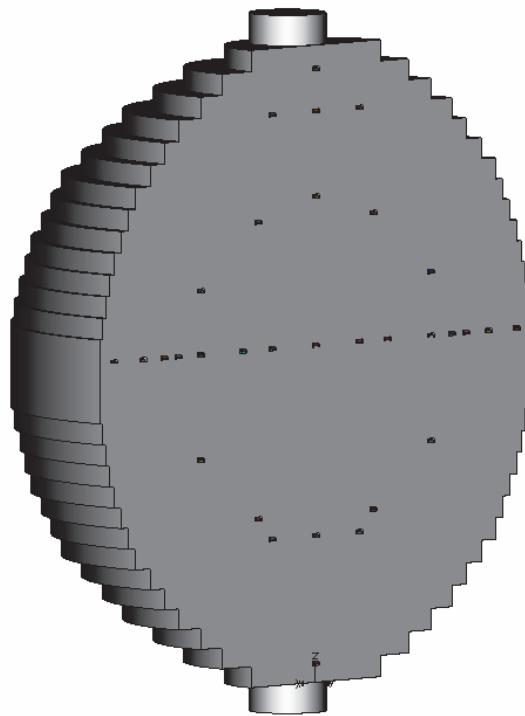


Figura 5.1c.- Corte transversal del prototipo construido de espectrómetro multidetector, donde se aprecia la distribución de los TLDs en el interior de los discos de polietileno.

La figura 5.1c muestra un corte transversal en el que pueden verse los TLDs que están en ese plano. Se pueden observar los 15 TLDs del disco central en una de las direcciones. Las figuras 5.1b y 5.1c muestran claramente la disposición asimétrica de los dosímetros en el interior de este primer prototipo.

En las figuras 5.2a y 5.2b se muestran las imágenes del prototipo construido. En ellas se observan los dos vástagos de polietileno que unen todos los discos desde el extremo inferior hasta el superior.

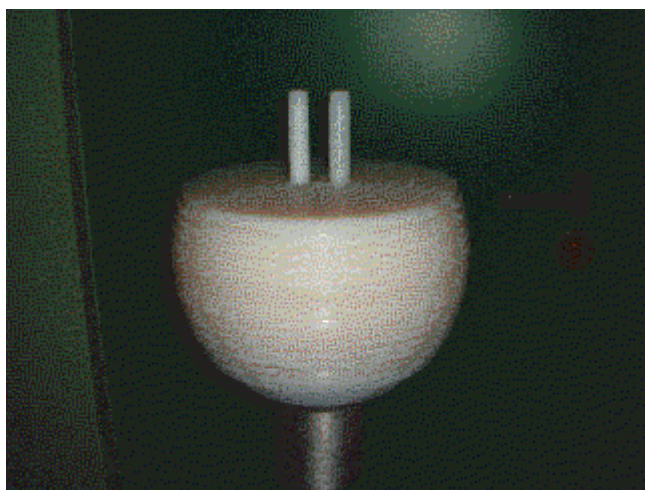


Figura 5.2a.- Imágenes tomadas del primer prototipo de multidetector.



Figura 5.2b.- Imágenes tomadas del primer prototipo de multidetector.

Las dimensiones de los TLDs tanto TLD-600 como TLD-700, son $0.32 \times 0.32 \times 0.09 \text{ cm}^3$, siendo su densidad 2.64 g/cm^3 . La densidad del polietileno que se empleó para los discos es de 0.927 g/cm^3 [Muñiz et al 2004]. Con respecto a las composiciones de los materiales utilizados se ha considerado la suministrada por el fabricante (Harshaw), siendo éstas: 95.6 % de ^6Li y 4.4 % de ^7Li para los TLD-600 y de 0.04 % de ^6Li y 99.96 % de ^7Li para los TLD-700.

5.2.2 Fuentes de neutrones consideradas

La matriz respuesta se ha calculado mediante la simulación de una fuente expandida y alineada (para tener en cuenta los requisitos de calibración), perpendicular al *eje x* y situada a 100 cm de distancia desde el centro de la esfera, considerando neutrones monoenergéticos de energías comprendidas entre 10^{-8} y 100 MeV, con 51 valores de energías igualmente espaciadas logarítmicamente. Las simulaciones se han realizado considerando la presencia de aire alrededor de la esfera.

5.3 Obtención de la matriz respuesta

En la figura 5.3 se muestra una representación tridimensional de algunas de las trayectorias de los neutrones incidentes sobre la esfera (en rojo) y las trayectorias de fotones (en verde) generados en la interacción de los neutrones con los materiales del prototipo. Se han representado sólo algunas trayectorias para que pueda apreciarse bien el comportamiento. De la figura puede apreciarse claramente la dispersión que sufren los neutrones en las interacciones con el polietileno.

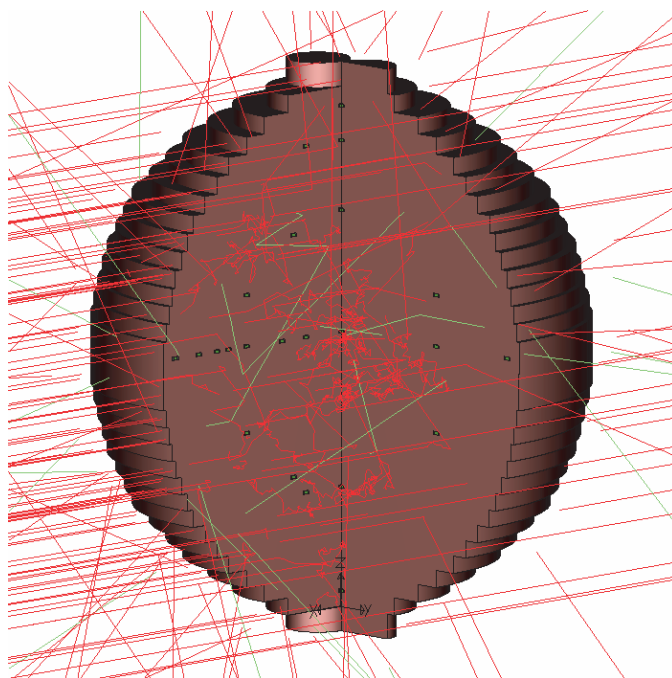


Figura 5.3.- Vista tridimensional con corte de un cuadrante del prototipo de espectrómetro multidetector mostrando algunas posiciones de los TLDs y las trayectorias de neutrones y fotones generados en la interacción con los materiales del dispositivo (rojo: neutrones, verde: fotones).

Como ya se ha indicado en el apartado 5.2.1, se ha modificado en lo posible el primer prototipo que había sido ya construido (figuras 5.1 y 5.3) añadiendo para ello cuatro posiciones más en el disco central de polietileno con el fin de mejorar la respuesta a neutrones de baja energía. De este modo, las posiciones de los pares de TLDs que se encuentran en la dirección de incidencia de la radiación, esto es a lo largo del eje x , en el plano central son: $0, \pm 3, \pm 5, \pm 8, \pm 9.5, \pm 10.5, \pm 12$ y ± 14 cm. La figura 5.4 muestra el disco central cuando todavía no se habían realizado los taladros con las cuatro nuevas posiciones para los pares de TLDs, mostrándose en la figura 5.5 el disco central con las nuevas posiciones y con la dirección de incidencia de los neutrones tenida en cuenta para las simulaciones.

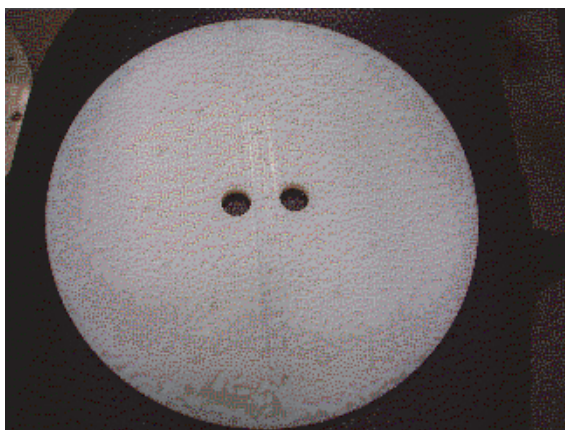


Figura 5.4.- Disco central de polietileno con las posiciones de los TLDs antes de que se realizaran los taladros para incluir las nuevas posiciones.



Figura 5.5.- Disco central de polietileno con las posiciones de los TLDs antes de que se realizaran los taladros para incluir las nuevas posiciones, mostrando la dirección de incidencia de los neutrones.

Las funciones respuesta para los TLDs que se encuentran a lo largo de la dirección de incidencia de los neutrones se muestran en la figura 5.6 y la tabla 5.3. Los perfiles de posición más significativos se muestran en la figura 5.7.

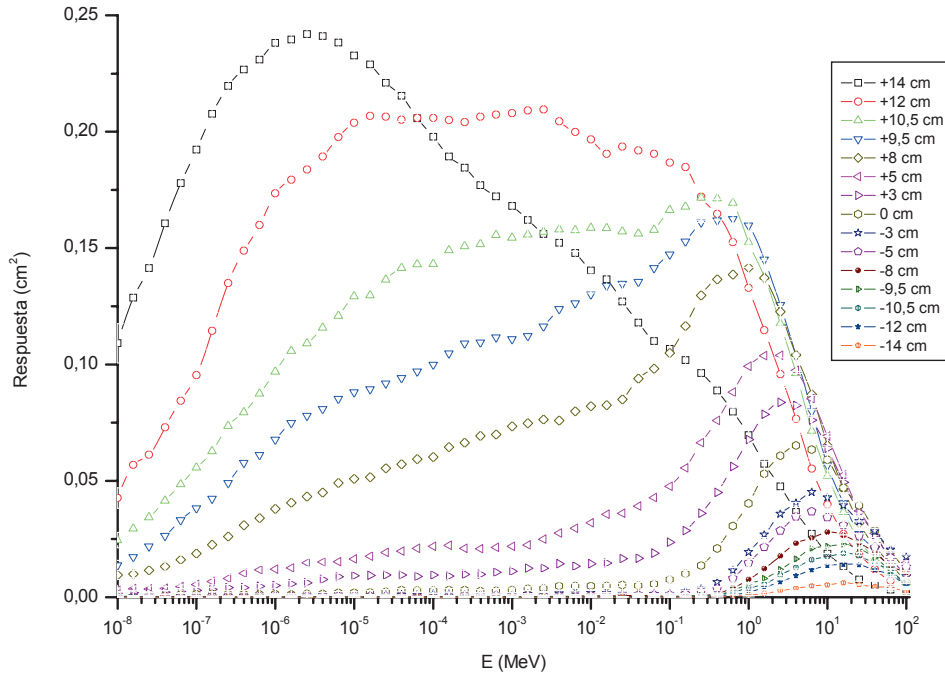


Figura 5.6.- Funciones respuesta para los TLDs situados en la dirección de incidencia de los neutrones (TLDs situados en el disco central).

Tabla 5.3.- Funciones respuesta (cm^2) para los TLDs que se encuentran en la dirección de incidencia de los neutrones, (TLDs situados en el disco central).

E (MEV)	+14	+12	+10.5	+9.5	+8	+5	+3	0	-3	-5	-8	-9.5	-10.5	-12	-14
1.000E-8	0.109	0.043	0.025	0.014	0.009	0.003	0.002	1.131E-5	1.200E-4	0	0	0	5.251E-4	0	0
1.585E-8	0.129	0.057	0.029	0.017	0.010	0.004	0.002	6.960E-5	3.415E-4	9.515E-5	0	2.103E-5	2.503E-4	0	0
2.512E-8	0.141	0.061	0.034	0.022	0.012	0.003	0.002	5.646E-4	2.928E-4	1.140E-4	2.763E-5	3.823E-5	1.502E-4	0	0
3.981E-8	0.161	0.073	0.042	0.026	0.013	0.004	0.002	7.712E-4	2.762E-4	2.114E-4	2.763E-5	3.823E-5	4.515E-5	0	0
6.310E-8	0.178	0.084	0.049	0.033	0.016	0.005	0.002	0.001	2.418E-4	1.720E-4	2.763E-5	3.823E-5	4.515E-5	1.181E-5	0
1.000E-7	0.192	0.095	0.056	0.038	0.019	0.005	0.003	0.001	1.723E-4	2.020E-4	7.376E-5	2.561E-5	0	1.181E-5	0
1.585E-7	0.208	0.114	0.063	0.042	0.023	0.007	0.003	0.002	2.025E-4	2.324E-4	7.376E-5	0	0	1.181E-5	2.851E-5
2.512E-7	0.220	0.135	0.074	0.049	0.026	0.008	0.004	0.001	1.538E-4	2.345E-4	4.613E-5	0	2.231E-5	1.181E-5	1.416E-4
3.981E-7	0.227	0.149	0.079	0.058	0.031	0.010	0.004	0.001	2.398E-4	2.555E-4	4.613E-5	1.471E-5	2.002E-4	1.181E-5	1.416E-4
6.310E-7	0.231	0.160	0.087	0.061	0.034	0.012	0.005	0.001	3.343E-4	2.955E-4	4.613E-5	1.471E-5	2.002E-4	7.159E-6	1.416E-4
1.000E-6	0.238	0.174	0.097	0.068	0.038	0.012	0.005	0.001	5.475E-4	3.216E-4	0	1.471E-5	2.002E-4	7.159E-6	1.416E-4
1.585E-6	0.240	0.179	0.106	0.075	0.041	0.013	0.006	0.001	6.648E-4	4.161E-4	3.617E-5	2.892E-5	2.002E-4	7.159E-6	1.131E-4
2.512E-6	0.242	0.184	0.109	0.078	0.043	0.015	0.006	0.001	7.240E-4	4.261E-4	9.965E-5	2.892E-5	1.778E-4	1.786E-4	6.799E-6
3.981E-6	0.241	0.189	0.116	0.081	0.045	0.015	0.008	0.001	9.011E-4	3.451E-4	9.965E-5	1.420E-5	1.544E-4	2.952E-4	6.799E-6
6.310E-6	0.238	0.198	0.121	0.085	0.049	0.015	0.009	0.002	9.418E-4	4.028E-4	9.965E-5	4.375E-5	1.681E-4	3.246E-4	6.799E-6
1.000E-5	0.233	0.204	0.129	0.088	0.051	0.016	0.009	0.002	6.817E-4	4.878E-4	1.750E-4	6.649E-5	1.681E-4	3.246E-4	7.866E-5
1.585E-5	0.229	0.207	0.130	0.089	0.052	0.018	0.009	0.002	5.634E-4	3.760E-4	1.388E-4	1.072E-4	1.901E-4	3.246E-4	7.866E-5
2.512E-5	0.221	0.206	0.136	0.092	0.055	0.019	0.009	0.002	9.418E-4	3.085E-4	1.406E-4	1.105E-4	2.158E-4	1.531E-4	7.186E-5
3.981E-5	0.215	0.205	0.141	0.094	0.057	0.020	0.009	0.003	9.535E-4	2.845E-4	1.406E-4	1.105E-4	1.598E-4	3.646E-5	7.437E-5
6.310E-5	0.206	0.206	0.143	0.097	0.059	0.021	0.009	0.003	0.001	2.172E-4	1.406E-4	1.183E-4	1.460E-4	0	8.573E-5
1.000E-4	0.198	0.206	0.143	0.100	0.060	0.022	0.009	0.003	0.001	1.674E-4	1.089E-4	1.138E-4	1.836E-4	0	1.387E-5
1.585E-4	0.189	0.205	0.149	0.105	0.064	0.022	0.009	0.003	0.001	3.563E-4	1.352E-4	7.875E-5	1.616E-4	4.589E-6	1.947E-5
2.512E-4	0.184	0.204	0.151	0.109	0.066	0.021	0.010	0.003	8.786E-4	5.801E-4	7.000E-5	1.224E-4	1.359E-4	7.123E-6	1.947E-5
3.981E-4	0.177	0.206	0.152	0.109	0.069	0.021	0.010	0.003	7.918E-4	6.544E-4	7.000E-5	1.685E-4	5.326E-5	1.057E-5	1.696E-5
6.310E-4	0.172	0.207	0.156	0.112	0.070	0.021	0.011	0.003	7.412E-4	7.197E-4	1.301E-4	1.347E-4	5.326E-5	1.414E-4	5.606E-6
1.000E-3	0.168	0.208	0.154	0.111	0.073	0.022	0.011	0.003	7.646E-4	6.539E-4	8.651E-5	2.437E-4	1.575E-5	1.414E-4	8.273E-6
0.002	0.162	0.209	0.156	0.112	0.075	0.022	0.013	0.004	0.001	6.975E-4	1.256E-4	2.899E-4	2.229E-5	1.368E-4	1.300E-5
0.003	0.156	0.210	0.157	0.116	0.076	0.025	0.012	0.004	0.001	5.153E-4	2.242E-4	2.430E-4	8.984E-5	1.343E-4	1.300E-5
0.004	0.152	0.204	0.158	0.124	0.076	0.028	0.014	0.005	0.002	5.010E-4	2.737E-4	4.475E-4	7.409E-5	1.430E-4	1.300E-5
0.006	0.148	0.200	0.158	0.126	0.080	0.030	0.013	0.005	0.002	4.160E-4	3.709E-4	4.713E-4	9.332E-5	1.209E-5	1.300E-5

0,010	0,140	0,197	0,159	0,130	0,082	0,032	0,014	0,005	0,002	7,826E-4	5,825E-4	3,563E-4	9,332E-5	1,209E-5	1,033E-5
0,016	0,137	0,190	0,159	0,134	0,082	0,036	0,015	0,005	0,002	7,412E-4	6,332E-4	2,902E-4	8,956E-5	3,952E-5	3,534E-6
0,025	0,127	0,194	0,157	0,135	0,085	0,036	0,017	0,005	0,001	7,371E-4	6,725E-4	2,902E-4	1,107E-4	5,807E-5	3,534E-6
0,040	0,118	0,192	0,156	0,136	0,094	0,039	0,017	0,005	0,001	8,554E-4	7,727E-4	8,116E-5	1,110E-4	8,095E-5	3,534E-6
0,063	0,110	0,191	0,158	0,141	0,098	0,043	0,019	0,006	0,001	9,380E-4	6,153E-4	1,366E-4	1,350E-4	8,095E-5	3,534E-6
0,100	0,107	0,187	0,166	0,147	0,105	0,048	0,024	0,008	0,001	9,413E-4	4,485E-4	3,528E-4	1,503E-4	8,095E-5	3,534E-6
0,159	0,102	0,185	0,168	0,153	0,116	0,055	0,029	0,010	0,002	0,001	4,632E-4	4,127E-4	2,129E-4	5,351E-5	1,829E-6
0,251	0,096	0,172	0,172	0,161	0,130	0,066	0,036	0,014	0,004	0,002	7,968E-4	7,689E-4	3,172E-4	4,124E-5	1,829E-6
0,398	0,089	0,165	0,171	0,162	0,137	0,076	0,045	0,021	0,006	0,004	0,002	0,001	0,001	5,463E-4	2,019E-4
0,631	0,080	0,153	0,169	0,163	0,139	0,088	0,056	0,031	0,011	0,008	0,004	0,003	0,002	0,001	3,820E-4
1,000	0,070	0,133	0,152	0,160	0,142	0,099	0,068	0,040	0,019	0,015	0,008	0,006	0,004	0,002	8,771E-4
1,585	0,057	0,115	0,138	0,145	0,137	0,104	0,079	0,053	0,027	0,022	0,012	0,008	0,006	0,004	0,002
2,512	0,048	0,096	0,118	0,126	0,123	0,104	0,084	0,061	0,036	0,029	0,018	0,012	0,010	0,007	0,003
3,981	0,037	0,077	0,096	0,104	0,104	0,097	0,082	0,065	0,040	0,035	0,023	0,016	0,013	0,009	0,004
6,310	0,027	0,055	0,072	0,080	0,087	0,085	0,076	0,063	0,045	0,037	0,026	0,021	0,016	0,012	0,005
10,000	0,019	0,040	0,052	0,057	0,065	0,069	0,064	0,059	0,043	0,034	0,028	0,022	0,017	0,014	0,005
15,850	0,013	0,027	0,037	0,040	0,047	0,052	0,049	0,047	0,039	0,031	0,027	0,023	0,019	0,014	0,006
25,120	0,008	0,018	0,025	0,027	0,032	0,037	0,036	0,039	0,033	0,026	0,023	0,021	0,018	0,014	0,005
39,810	0,005	0,012	0,016	0,020	0,022	0,027	0,027	0,029	0,028	0,021	0,019	0,017	0,015	0,012	0,005
63,100	0,003	0,007	0,010	0,012	0,014	0,017	0,017	0,019	0,020	0,017	0,014	0,011	0,011	0,010	0,004
100,000	0,003	0,006	0,006	0,009	0,006	0,015	0,010	0,011	0,017	0,013	0,011	0,006	0,005	0,005	0,002

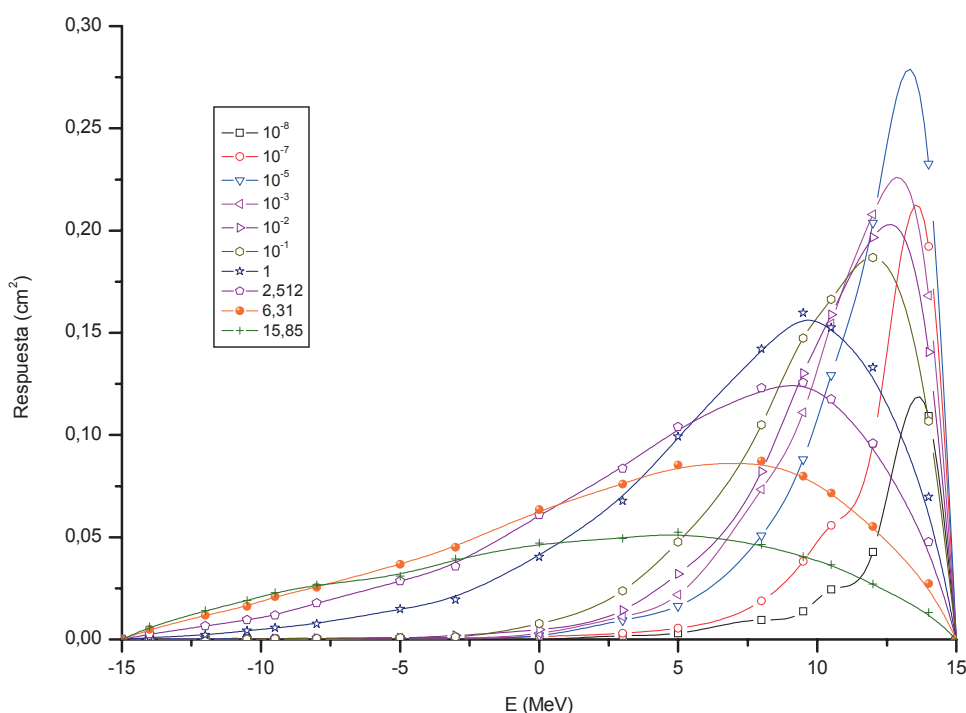


Figura 5.7.- Perfiles de posición para los TLDs situados en la dirección de incidencia de los neutrones. (TLDs situados en el disco central).

Como se puede observar de la figura 5.7, es muy conveniente que se añadan dos posiciones más para los TLDs, esto es en +13 cm y +15 cm para tener bien caracterizados los picos de más bajas energías (principalmente aquéllos inferiores a 10^{-5} MeV). En la figura 5.8 se muestra la matriz respuesta completa.

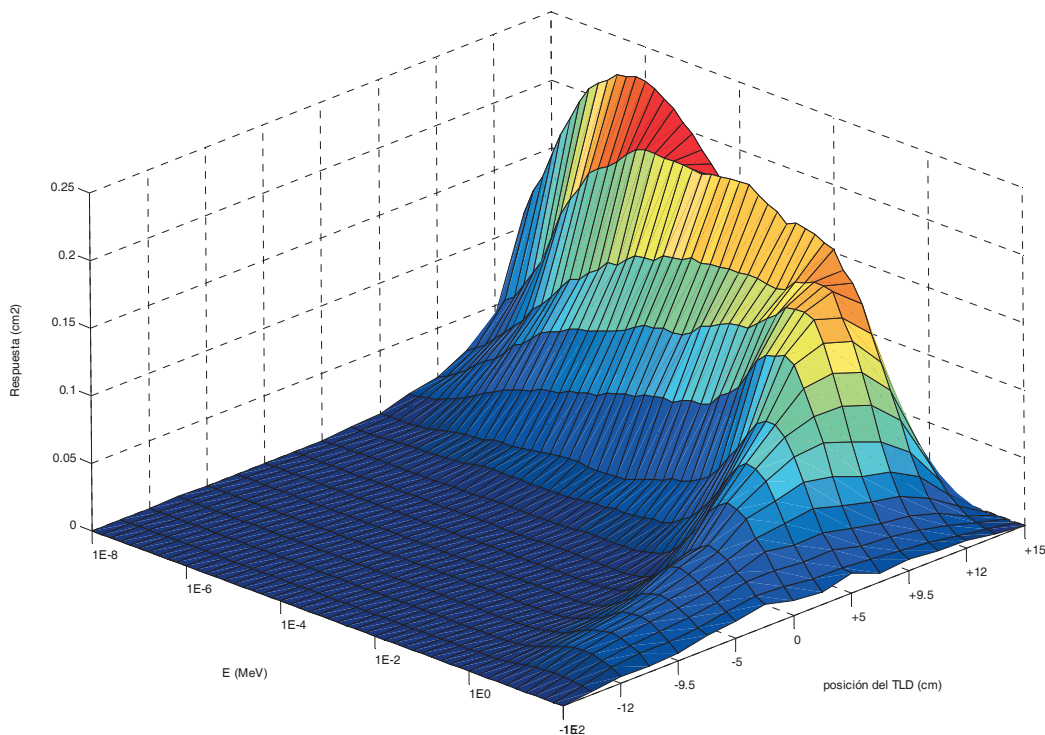


Figura 5.8.- Matriz respuesta para el multidetector

5.4 Diseño de un segundo prototipo mejorado de espectrómetro multidetector

Como paso previo a la elaboración de un prototipo es necesario un estudio previo adecuado de la etapa de diseño. El estudio y resultados mostrados en esta memoria de tesis doctoral tienen, entre una de sus consecuencias, la de proporcionar una serie de indicaciones y requisitos para el diseño de un segundo prototipo mejorado de espectrómetro multidetector, con capacidad de respuesta espectral y direccional adecuada, para su utilización en dosimetría de campos mixtos neutrón-gamma (rango de energías hasta 20 MeV) con los espectros habituales que pueden encontrarse en este campo.

A continuación se proporcionan una serie de indicaciones para la elaboración de un segundo prototipo de espectrómetro multidetector en el que estén optimizados el número y posiciones de los TLDs con el fin de proporcionar toda la información necesaria con el menor número de TLDs que tengan que ser leídos posteriormente, disminuyendo de este modo el tiempo total empleado en el proceso, sin perjuicio de

la información necesaria para la obtención de la fluencia espectral. Estas indicaciones son las siguientes:

- La esfera de polietileno debe ser perfectamente esférica para no perder simetría direccional. La estructura de discos de polietileno tal y como está en el primer prototipo no es la más adecuada ya que hace que la dispersión de neutrones se vea influenciada por los espacios que faltarían en la unión de esos discos para alcanzar la esfericidad. Debido a ello, la producción de dispersos y su moderación es dependiente de la dirección desde la que incida la radiación.
- Los espacios de aire que quedan en el primer prototipo entre el hueco ocupado por los TLDs y el polietileno que los rodea no modifican significativamente los resultados de la matriz respuesta, estando las diferencias dentro de la propia incertidumbre estadística con la que se han obtenido los resultados a partir de las simulaciones con MCNPX. Sin embargo, deben evitarse en lo posible los espacios de aire que queden en el interior de la esfera de polietileno para la disposición de los TLDs o de cualquier otro detector, ya que la sustitución de polietileno por aire va en perjuicio de la capacidad moderadora del multidetector.
- Deben rectificarse las posiciones de los TLDs en el interior de la esfera de forma que se obtenga una buena respuesta en todo el rango que se pretende medir (desde térmicos hasta 20 MeV) reduciendo en lo posible el número de TLDs que tengan que ser leídos posteriormente. De acuerdo con estas consideraciones, se señalan como adecuadas las siguientes posiciones: 0, ± 4 , ± 7 , ± 10 , ± 12 , ± 13 , ± 14 y ± 15 cm. El último TLD no estaría exactamente en ± 15 cm, sino lo más cerca posible de la superficie de forma que quedase únicamente una pequeña pared de polietileno que le sirviese de sujeción. De este modo, esta disposición debería repetirse en los tres ejes ortogonales para proporcionar así mismo una adecuada respuesta direccional.
- Para la medida en campos de radiación donde la fluencia de neutrones sea muy baja, podría llegar a ser necesario el uso de sensores térmicos más sensibles que los TLDs considerados, que reduzcan en lo posible el tiempo

de exposición. Una posible alternativa sería el empleo de LiF:Mg,Cu,P (también denominados como MCP).

- Para la medida de campos en los que la fluencia sea muy cambiante con el tiempo o se necesite dar resultados con rapidez, sería necesario el disponer de detectores activos en lugar de pasivos que permitan una lectura inmediata, siempre que sean de un tamaño lo suficientemente pequeño y evitando los espacios de aire innecesarios, evitando igualmente que la electrónica asociada modifique el espectro de fluencia.

Capítulo 6

CONCLUSIONES

La necesidad en dosimetría con fines de protección radiológica de determinar el valor de magnitudes que dependen críticamente del espectro neutrónico incidente, convierte su medida en una cuestión especialmente relevante. Este requisito hace que sea muy conveniente el conocimiento de la fluencia espectral de la radiación incidente. Considerando, además, que las magnitudes operacionales no siempre proporcionan una buena estimación de las magnitudes limitadoras, sino que la bondad de la estimación depende del ángulo de incidencia de la radiación, se pone de relevancia también la conveniencia de disponer de información del campo tanto en energías como en direcciones. La determinación del espectro incidente resulta, además, importante dada la falta de conocimiento a priori del espectro real en muchas de las situaciones prácticas en dosimetría ambiental y de área.

Por otra parte, si tenemos en cuenta que la presencia de campos mixtos neutrón-gamma es más una norma general que un caso aislado, resulta necesario el empleo de espectrómetros que sean capaces de discriminar la contribución debida a las dos componentes del campo.

Los espectrómetros de esferas de Bonner desarrollados en la década de los sesenta, consistentes en un único detector central y varias esferas moderadoras de distintos diámetros, permiten la determinación de la fluencia espectral pero no poseen capacidad direccional, puesto que su diseño fue concebido para proporcionar respuesta isótropa. Además, la utilización de estos espectrómetros requiere múltiples exposiciones y por tanto que el espectro incidente no varíe durante todo el tiempo de medida.

En esta memoria de Tesis Doctoral, partiendo del estudio de un espectrómetro de esferas de Bonner, presentado en el capítulo 3, se ha analizado la viabilidad como espectrómetro de un nuevo dispositivo utilizable en dosimetría de neutrones con

fin de protección radiológica. El nuevo diseño consiste en una única esfera de polietileno dentro de la cual se sitúa un número determinado de detectores de termoluminiscencia. Con este nuevo diseño se elimina el empleo de varias esferas moderadoras, permitiendo de este modo la obtención de la información sin necesidad de múltiples exposiciones, al contrario que con las esferas de Bonner. Así mismo, con la elección adecuada del número de TLDs y su posición, este nuevo diseño proporciona respuesta espectral y direccional.

El empleo de simulaciones por Monte Carlo ha permitido el estudio de los procesos físicos que tienen lugar en el nuevo dispositivo, la demostración de su viabilidad como espectrómetro con capacidad de respuesta direccional, la obtención de la matriz respuesta bajo diferentes condiciones de irradiación y la optimización en el número de detectores y su posición dentro de la esfera.

En el estudio de este nuevo dispositivo se han obtenido sus matrices respuesta en distintas geometrías de irradiación mediante simulaciones con neutrones monoenergéticos empleando para ello el código de simulación MCNPX. A partir de las matrices respuesta obtenidas se ha simulado la exposición a varias fuentes de neutrones, $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf y ^{252}Cf moderado con hierro y polietileno, mostrando la aplicabilidad de diversos códigos de unfolding habitualmente utilizados en las esferas de Bonner (MAXED, GRAVEL y FRUIT), obteniendo con ello el espectro de fluencia incidente a partir de la respuesta proporcionada por los distintos TLDs. Los espectros de salida de los códigos de unfolding para las fuentes analizadas reproducen con buena aproximación los espectros de emisión de estas fuentes. De este modo, se verifica la capacidad espectrométrica del nuevo dispositivo multidetector y la posibilidad de utilizar los códigos anteriormente citados para su aplicabilidad a este nuevo diseño.

Puesto que el dispositivo se basa en las lecturas de los TLDs situados en distintas posiciones en el interior de la esfera moderadora, es importante hacer un estudio de la influencia que la pérdida de datos asociado a algún TLD tendría sobre la determinación de la fluencia espectral de la fuente. Para ello, se ha simulado la

pérdida de la lectura de uno de los dosímetros en cada una de las nueve posiciones a distintas distancias respecto del centro de la esfera. Para el espectro considerado, ^{252}Cf moderado con hierro y polietileno, el análisis realizado sólo muestra una dependencia apreciable del espectro obtenido en caso de pérdida del TLD situado más cerca de la superficie, obteniéndose una estimación correcta de la dosis equivalente ambiental, $H^*(10)$, en todos los casos.

Las simulaciones realizadas considerando distintas geometrías de irradiación han mostrado, además, la capacidad direccional del dispositivo multidetector presentado. Considerando los resultados obtenidos en el capítulo 4 de esta tesis, se ha modificado en lo posible el diseño de un primer prototipo de espectrómetro multidetector ya construido y se ha obtenido su matriz respuesta. Como consecuencia de los resultados obtenidos en los capítulos 4 y 5, correspondientes al diseño previo y al primer prototipo construido, se han establecido los requisitos de diseño necesarios para la construcción de un segundo prototipo mejorado con capacidad de respuesta espectral y direccional para los espectros que habitualmente se requeriría medir en dosimetría de neutrones (desde neutrones térmicos hasta neutrones de 20 MeV, aproximadamente). De este modo, se ha optimizado la posición y número de TLDs en el interior de la esfera de polietileno, proporcionando las posiciones adecuadas a lo largo de los tres ejes ortogonales de ésta. El diseño del segundo prototipo proporcionaría la información espectral necesaria con el mínimo número de TLDs que necesitan ser leídos posteriormente, reduciendo de este modo y en la medida de lo posible el inconveniente del tiempo empleado cuando se hace uso de dosímetros pasivos.

Referencias

Alevra y Thomas 2003

A. V. Alevra and D. J. Thomas. Neutron spectrometry in mixed fields: multisphere spectrometers. *Radiation Protection Dosimetry* 107, 37-72 (2003).

Attix 1986

Frank H. Attix. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. A Wiley Interscience Publication. John Wiley and Sons. USA. 1986

Bartlett et al 2002

D. T. Bartlett, P. Drake, F. d'Errico, M. Luszik-Bhadra, M. Matzke, R. J. Tanner. The importance of the direction distribution of neutron fluence, and methods of determination. *Nuclear Instruments and Methods A* 476, 386-394, (2002).

Bartlett et al 2003

D. T. Bartlett, J-L. Chartier, M. Matzke, A. Rimpler and D. J. Thomas. Concepts and quantities in spectrometry and radiation protection. *Radiation Protection Dosimetry* 107, 23-35 (2003).

Bramblett et al 1960

R. L. Bramblett, R. I. Ewing, T. W. Bonner. A new type of neutron spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods* 9, 1-12 (1960).

Bedogni et al 2007

R. Bedogni, C. Domingo, A. Esposito, F. Fernández. FRUIT: An operational tool for multisphere neutron spectrometry in workplaces. *Nuclear Instruments and Methods A* 580, 1301-1309, (2007).

Delgado 2000

A. Delgado. Mixed Field Dosimetry. 10th International Congress of the International Radiation Protection Association (IRPA-10). Hiroshima, Japón, 14 - 19 de mayo de 2000.

d'Errico et al 2001

F. d'Errico, W. G. Alberts, G. Curzio, M. Matzke, R. Nath, B. R. L. Siebert. A directional dose equivalent monitor for neutrons. Radiation Protection Dosimetry 93, 315-324 (2001).

d'Errico et al 2002

F. d'Errico, M. Matzke, B. R. L. Siebert. Energy- and angle-differential neutron fluence measurements with superheated drop (bubble) detectors. Nuclear Instruments and Methods A 476, 277-290 (2002).

Drake y Kierkegaard 1999

P. Drake and J. Kierkegaard. Use of a boron doped spherical phantom for the investigation of neutron directional properties: comparison between experiment and MNCP calculation. Radiation Protection Dosimetry 81, 271-276 (1999).

Gualdrini et al 2008

G. Gualdrini, R. Bedogni, P. Ferrari, P. Androsenko, E. Burgett, R. Ciolini, J.A. Cruzate, P. Danyluk, W. Dittrich, C. Domingo, M.S. Gadd, E. Gallego, I.F. Gonçalves, P. Hyeonseo, M. Lis, K. Wincel y U. Wiacek. Monte Carlo comparison study on Bonner spheres spectrometer response within the WP4 CONRAD project. PHYSOR'08: International Conference on the Physics of Reactors. Interlaken, Suiza, 14 – 19 de septiembre de 2008. Comunicación aceptada.

Horowitz 1984

Y. S. Horowitz. Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry. Volume II. CRC Press, 1984. Florida.

IAEA Report 403 (2001)

International Atomic Energy Agency (IAEA). Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes. Technical Reports Series No. 403. Vienna (2001).

ICRP 60

International Commission on Radiological Protection (ICRP). 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 60. Ann. ICRP 21(1/3) (Oxford: Pergamon Press) (1991).

ICRP 74

International Commission on Radiological Protection (ICRP). 1990 Conversion Coefficients for Use in Radiological Protection Against External Radiation. ICRP Publication 74. (Oxford: Pergamon Press) (1996).

ICRU 51

International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU). Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry. ICRU Report 51 (Bethesda, MD: ICRU) (1993).

ICRU 57

International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU). Conversion Coefficients for use in Radiological Protection Against External Radiation. ICRU Report 57 (Bethesda, MD: ICRU) (1998).

ICRU 60

International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU). Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation. ICRU Report 60 (Bethesda, MD: ICRU) (1998).

ICRU 66

International Comission on Radiation Units and Measurements (ICRU). Determination of Operational Dose-Equivalent Quantities for Neutrons. J. ICRU 1(3) (ICRU Report 66) (Ashford, Kent: Nuclear Technology Publishing) (2001).

ISO 8529-1

International Standard ISO 8529-1. Reference neutron radiations. Part 1: Characteristics and methods of production. ISO 8529-1:2001(E). Suiza.

JANIS 2.1 software

A Java-based Nuclear Data Display Program. Nuclear Energy Agency Data Bank. OECD. Junio 2004.

Knoll 1999

G. F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. John Wiley and Sons. USA, 1999.

Lis et al 2007 a

M. Lis, J. M. Gómez Ros and M. Moraleda. Monte Carlo modelling of a Bonner Sphere Spectrometer. Workshop on uncertainty assessment in computational dosimetry. Del 8 al 10 de Octubre (2007). Bolonia, Italia.

Lis et al 2007 b

M. Lis, J.M. Gómez Ros, R. Bedogni and A. Delgado. "Design and feasibility of a multi-detector neutron spectrometer for radiation protection applications based on thermoluminiscent ${}^6\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600) detectors". Nuclear Instruments and Methods A (2007), doi: 10.1016/j.nima.2007.10.009.

Lis et al 2007 c

M. Lis, J.M. Gómez Ros and A. Delgado. "Preliminary design of a single sphere multidetector directional neutron spectrometer using TLD-600". "15th International

Conference on Solid State Dosimetry”. Comunicación oral. Del 8 al 13 de julio (2007). Delft, Holanda.

Lis et al 2007 d

M. Lis, J.M. Gómez Ros, A. Delgado. “Preliminary design of a single sphere multidetector directional neutron spectrometer using TLD-600”. Radiation Measurements (aceptado, 2007).

Luszik-Bhadra et al 1996

M. Luszik-Bhadra, H. Kluge, M. Matzke. Measurement of the directional distribution of neutrons with personal neutron dosimeters. Radiation Protection Dosimetry 66, 335-338 (1996).

Mares y Schraube 1994

V. Mares and H. Schraube. Evaluation of the response matrix of a Bonner sphere spectrometer with LiI detector from thermal energy to 100 MeV. Nuclear Instruments and Methods A 337, 461-473, (1994).

Mares y Schraube 1995

V. Mares and H. Schraube. Improved response matrices of Bonner sphere spectrometers with ^6LiI scintillation detector and ^3He proportional counter between 15 and 100 MeV. Letter to the editor. Nuclear Instruments and Methods A 336, 203-206, (1995).

Matzke 1994

M. Matzke. Unfolding of pulse height spectra: the HEPRO program system. Report PTB-N-19. Braunschweig (1994).

Matzke et al 1997

M. Matzke, H. Kluge, M. Luszik-Bhadra. Directional information on neutron fields. Radiation Protection Dosimetry 70, 261-264 (1997).

Matzke 2003

M. Matzke. Unfolding procedures. Radiation Protection Dosimetry 107, 155-174 (2003).

McDonald et al 2002

J. C. McDonald, B. R. L. Siebert, W. G. Alberts. Neutron spectrometry for radiation protection purposes. Nuclear Instruments and Methods A 476, 347-352 (2002).

Monk y Joyce 2007

S. D. Monk and M. J. Joyce. The design of a portable cosmic ray three-band neutron detector. Radiation Protection Dosimetry 123, 3-14 (2007).

Muñiz et al 2004

J. L. Muñiz, M. C. Vicente, E. M. González, A. M. Romero, M. Embid, A. Delgado. A new area multidetector dosimeter for mixed n- γ fields. Radiation Protection Dosimetry 110, 243-248 (2004).

Pelowitz 2005

D. B. Pelowitz (ed.). MCNPX User's Manual Version 2.5.0. Report LA-CP-05-0369 (2005).

Reginatto et al 2002

M. Reginatto, P. Goldhagen and S. Neumann. Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED. Nuclear Instruments and Methods A 476, 242-246 (2002).

Reginatto et al 2004

M. Reginatto, M. Luszik-Bhadra and F. d'Errico. Radiation Protection Dosimetry 110, 539-543 (2004).

SABRINA software

Keneth A. Van Rimper. Sabrina User's Guide. White Rock Science. USA

Sweezy et al 1998

J. E. Sweezy, N. E. Hertel, K. G. Veinot and R. A. Karam. Performance of multisphere spectrometry systems. *Radiation Protection Dosimetry* 78, 263-272 (1998).

Tanarro 1970

A. Tanarro. *Instrumentación Nuclear*. Publicaciones Científicas de la Junta de Energía Nuclear. Madrid, 1970.

Taniguchi et al 2001

S. Taniguchi, M. Takada, T. Nakamura. Development of multi-moderator neutron spectrometer using a pair of ^6Li and ^7Li glass scintillators. *Nuclear Instruments and Methods A* 460, 368-373 (2001).

Tanner 2004

R. J. Tanner. P4: Response of a TLD-albedo personal dosimeter on an ISO slab phantom. Intercomparison on the usage of computational codes in radiation dosimetry. *International Workshop Proceedings*. Bolonia (Italia), 2004.

Thomas y Alevra 2002

D. J. Thomas, A. V. Alevra. Bonner sphere spectrometers – a critical review. *Nuclear Instruments and Methods A* 476, 12-20 (2002).

Thomas y Klein 2003

D. J. Thomas and H. Klein. Introduction. *Radiation Protection Dosimetry* 107, 13-21 (2003).

Toyokawa et al 1994

H. Toyokawa, A. Uritani, C. Mori. A multipurpose spherical neutron counter. *IEEE Conference record*, Vol 2, pp 968-972, 1994.

Toyokawa et al 1997

H. Toyokawa, A. Uritani, C. Mori, N. Takeda and K. Kudo. A spherical neutron counter with an extended energy response for dosimetry. Radiation Protection Dosimetry 70, 365-370 (1997).

UMG 3.3

M. Reginatto, B. Wiegel, A. Zimbal and F. Langner. UMG version 3.3: Unfolding with MAXED and GRAVEL. PTB, Alemania (2006).

Vega Carrillo et al 1999

H. R. Vega Carrillo, B. W. Wehring, K. G. Veinot and N. E. Hertel. Response matrix for a multisphere spectrometer using a ^6LiF thermoluminescence dosimeter. Radiation Protection Dosimetry 81, 133-140 (1999).

Yamaguchi et al 1999

S. Yamaguchi, A. Uritani, H. Sakai, C. Mori, T. Iguchi, H. Toyokawa, N. Takeda, K. Kudo. Spherical neutron detector for space neutron measurement. Nuclear Instruments and Methods A 422, 600-605 (1999).

Publicaciones derivadas de esta tesis

Esta línea de investigación ha dado lugar a varias publicaciones y comunicaciones a congresos, las cuales se detallan a continuación:

REVISTAS INTERNACIONALES:

- **M. Lis**, J.M. Gómez-Ros, R. Bedogni and A. Delgado. *Design and feasibility of a multi-detector neutron spectrometer for radiation protection applications based on thermoluminescent $^6\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600) detectors*. Nuclear Instruments and Methods A (2007), doi: 10.1016/j.nima.2007.10.009.
- **M. Lis**, J.M. Gómez-Ros and A. Delgado. *Preliminary design of a single sphere multidetector directional neutron spectrometer using TLD-600*. Radiation Measurements (aceptado, 2007).

COMUNICACIONES A CONGRESOS:

- 15th International Conference on Solid State Dosimetry (Delft, Holanda, 8 – 13 de julio de 2007). *Preliminary design of a single sphere multidetector directional neutron spectrometer using TLD-600*. **M. Lis**, J.M. Gómez-Ros and A. Delgado.
- XI Congreso Nacional de la Sociedad Española de Protección Radiológica (Tarragona, 18 - 21 de septiembre de 2007). *Diseño de un espectrómetro direccional de neutrones utilizando TLD-600*. **M. Lis**, J.M. Gómez-Ros y A. Delgado.

- International Workshop on Uncertainty Assessment in Computational Dosimetry (Bologna, Italia, 8 - 10 de octubre de 2007). *Monte Carlo modelling of a Bonner spheres spectrometer*. **M. Lis**, J.M. Gómez-Ros and M. Moraleda.
- PHYSOR'08: International Conference on the Physics of Reactors (Interlaken, Suiza, 14 – 19 de septiembre de 2008). *Monte Carlo comparison study on Bonner spheres spectrometer response within the WP4 CONRAD project*. G. Gualdrini, R. Bedogni, P. Ferrari, P. Androsenko, E. Burgett, R. Ciolini, J.A. Cruzate, P. Danyluk, W. Dittrich, C. Domingo, M.S. Gadd, E. Gallego, I.F. Gonçalves, P. Hyeonseo, **M. Lis**, K. Wincel and U. Wiacek. (comunicación aceptada).

REVISTAS NACIONALES:

- **M. Lis**, J.M. Gómez-Ros y A. Delgado. *Diseño de un espectrómetro direccional de neutrones utilizando TLD-600*. Radioprotección (2007) Nº 53 Vol. XIV, 196-199.

Proyectos de los que forman parte algunos de los resultados presentados en esta tesis

- Proyecto ENE2004-07409 (Plan Nacional de I+D). *Desarrollo de un nuevo dosímetro multidetector para la medida de dosis bajas en campos mixtos neutron-gamma*. (Enero 2005 – Enero 2008).
- Acción coordinada FP6-12684 (6º Programa Marco). *CONRAD: A Coordinated Network for Radiation Dosimetry* (Enero 2005 – Enero 2008).

Anexo I

MAGNITUDES EN DOSIMETRÍA Y PROTECCIÓN RADIOLÓGICA

En esta sección se resumen brevemente las magnitudes comúnmente utilizadas en dosimetría y protección radiológica, de acuerdo con las definiciones y recomendaciones establecidas por ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) [ICRU 51, 57, 60 y 66] e ICRP (International Commission on Radiological Protection) [ICRP 60, ICRP 74]. Estas magnitudes se pueden agrupar en tres categorías:

- magnitudes físicas básicas: fluencia, dosis absorbida y kerma
- magnitudes limitadoras: dosis equivalente y dosis efectiva
- magnitudes operacionales: dosis equivalente ambiental y dosis equivalente personal

I.1. Magnitudes físicas

I.1.1 Fluencia

La fluencia de partículas, Φ , se define como dN/da , donde dN es el número de partículas incidentes en una esfera de sección da .

La distribución en energías de la fluencia de partículas, Φ_E , se define como $d\Phi/dE$, donde $d\Phi$ es el incremento de la fluencia de partículas en el intervalo de energías comprendido entre E y $E + dE$. A Φ_E se la suele llamar también fluencia espectral. Hay una definición análoga para el caso de la distribución en direcciones de la fluencia, Φ_Ω , donde Ω caracteriza una diferenciación doble para las componentes del ángulo sólido. En la representación cartesiana, $\Omega = (\cos\varphi \sin\theta, \sin\varphi \sin\theta, \cos\theta)$. De forma que la representación integral de la fluencia espectral viene dada por la relación:

$$\Phi_E(E) = \int \Phi_{E,\Omega}(E, \vec{\Omega}) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\theta \sin \theta \cdot \Phi_{E,\Omega}(E, \varphi, \theta) \quad (1)$$

siendo $d\Omega = d\varphi \cdot d\theta \cdot \sin \theta$, el elemento de ángulo sólido.

Con lo que la fluencia total se define de la forma:

$$\Phi = \int_0^{\infty} \Phi_E(E) dE \quad (2)$$

1.1.2 Dosis absorbida

La dosis absorbida, D , en un volumen de materia dado se define como la energía impartida por unidad de masa, es decir:

$$D = d\bar{\varepsilon}/dm \quad (3)$$

donde $d\bar{\varepsilon}$ es la energía media impartida en una masa dm . La unidad de dosis absorbida en el Sistema Internacional de Unidades (SI) es J/kg, que recibe el nombre de “gray” (Gy).

1.1.3 Kerma

El término *kerma* corresponde a las siglas en inglés de “Kinetic Energy Released per unit MAass” (energía cinética liberada en un material absorbente).

El *kerma*, K , se define formalmente como el cociente dE_{tr}/dm , donde dE_{tr} es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas liberadas al medio por las partículas sin carga en una masa dm de material, es decir:

$$K = dE_{tr}/dm \quad (4)$$

La unidad de kerma en el Sistema Internacional de Unidades (SI) es J/kg, que recibe el nombre de “gray” (Gy).

I.2. Magnitudes limitadoras

Las magnitudes limitadoras son las que se utilizan para establecer límites máximos con objeto de proteger a los seres humanos de los posibles efectos nocivos de las radiaciones ionizantes. Estas magnitudes son valores medios, promediados sobre una masa extensa, como puede ser un órgano o un tejido humano. Las dos magnitudes actualmente en uso fueron introducidas por ICRP en 1991 [ICRP 60].

I.2.1 Dosis equivalente en un órgano, H_T

Los estudios biológicos han mostrado que la probabilidad de ocurrencia de efectos estocásticos sobre la salud debidos a radiaciones ionizantes depende no sólo de la dosis absorbida (energía depositada por unidad de masa) sino también del tipo y energía de la radiación considerada. Ello es consecuencia de los diferentes procesos mediante los cuales se deposita la energía a nivel microscópico, que varían dependiendo del tipo de radiación (fotones, electrones, neutrones, partículas pesadas, etc.). Para tener en cuenta dicho efecto, ICRP introdujo los denominados “factores ponderales de radiación” o “factores de peso de radiación” en la definición de una nueva magnitud.

La dosis equivalente en un órgano o tejido T debida a la radiación R, H_{TR} , se define como [ICRP 60, ICRU 51]:

$$H_{T,R} = w_R \cdot D_{T,R} \quad (5)$$

donde w_R es el factor de ponderación para la radiación R siendo D_{TR} es la dosis absorbida media para la radiación R en el órgano o tejido T, es decir:

$$D_T = \left(\frac{1}{m_T} \right) \int_{m_T} D dm \quad (6)$$

siendo m_T la masa en el tejido u órgano T y D la distribución de dosis en el órgano o tejido considerado.

En el caso de que existan radiaciones y energías con distintos valores de w_R , la dosis equivalente en el órgano o tejido T, H_T , es la suma:

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (7)$$

Puesto que los factores de ponderación son adimensionales, la unidad para la dosis equivalente es la misma que para la dosis absorbida, es decir, J/kg. Sin embargo, se utiliza el nombre especial de “sievert” (Sv) para distinguir claramente cuándo se está hablando de dosis equivalente y cuándo de dosis absorbida o de kerma (siendo estas últimas magnitudes dosimétricas que no tienen en cuenta los posibles efectos biológicos).

1.2.2 Dosis efectiva, E

Como ya se ha comentado, la probabilidad de aparición de efectos estocásticos depende no sólo del tipo de radiación sino también del órgano considerado. Es decir, no todos los órganos y tejidos del cuerpo humano son igualmente radiosensibles. Por tanto, se consideró apropiado definir una magnitud más, a partir de la dosis equivalente, que tuviese en cuenta la combinación de diferentes dosis en diferentes órganos como consecuencia de una irradiación del cuerpo entero.

La dosis efectiva, E , se define como [ICRP 60, ICRU 51]:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (8)$$

donde H_T es la dosis equivalente en el órgano o tejido T y w_T es el factor de ponderación para dicho órgano, con la condición:

$$\sum_T w_T = 1 \quad (9)$$

La distribución de dosis absorbida y las cantidades relacionadas dependen de las distribuciones en energía y direcciones de la radiación incidente y de la orientación del cuerpo en el campo de radiación. Los cálculos más habituales de E se realizan para determinadas geometrías simplificadas estándar: antero-posterior (AP), postero-anterior (PA), lateral (LAT), rotacional (ROT) e isótropa (ISO). Estas geometrías de irradiación y sus combinaciones son las que es esperable encontrar más habitualmente en situaciones de irradiación convencionales.

I.3. Magnitudes operacionales

Las magnitudes limitadoras descritas anteriormente no pueden medirse puesto que para ello habría que situar los detectores en el interior de los órganos del cuerpo humano. Por esta razón, ICRU ha definido un grupo de magnitudes capaces de proporcionar en la práctica una aproximación razonable (generalmente, una sobreestimación) de las magnitudes limitadoras. Estas magnitudes medibles se definen a partir de la dosis equivalente en un punto del cuerpo humano o de un maniquí, y su relación con las magnitudes limitadoras puede calcularse para condiciones de irradiación determinadas [ICRP 74, ICRU 57].

Las magnitudes operacionales fueron introducidas por ICRU e ICRP para diferentes aplicaciones de dosimetría personal y ambiental y se basan en el concepto de dosis equivalente (“dose equivalent”), la cual se define como:

$$H = D \cdot Q = \int Q_L \cdot D_L dL \quad (10)$$

donde d es la dosis absorbida y Q es el factor de calidad en ese punto. El factor de calidad se introduce para cuantificar la mayor o menor eficacia biológica de las partículas cargadas generadas en el proceso de absorción de energía. De acuerdo con los estudios realizados, ICRP recomienda una relación entre el factor de calidad Q y la transferencia lineal de energía, L , de las partículas y D_L es la distribución de la dosis en L . Se entiende como transferencia lineal de energía la energía media perdida por partícula y por unidad de distancia.

1.3.1 Dosis equivalente ambiental

La dosis equivalente ambiental, $H^*(d)$, se define como la dosis equivalente en un punto de un maniquí esférico equivalente a tejido (esfera ICRU), a una profundidad d y en condiciones específicas en cuanto a la geometría de irradiación (campo expandido y alineado). En tales condiciones, la dosis equivalente ambiental resulta una magnitud adecuada para la vigilancia de área y, en general, para aplicaciones de dosimetría ambiental.

Para radiación fuertemente penetrante el valor recomendado es $d = 10$ mm, con lo que habitualmente esta cantidad se escribe como $H^*(10)$, definiéndose $H^*(10)$ como la dosis equivalente que sería producida por el correspondiente campo expandido y alineado en la esfera ICRU a 10 mm de profundidad en el radio opuesto a la dirección de alineación del campo.

1.3.2 Dosis equivalente direccional

La dosis equivalente direccional, $H'(d, \Omega)$, se define como la dosis equivalente en un punto de la esfera ICRU, a una profundidad d , en una determinada dirección, Ω en un campo expandido.

Para la radiación fuertemente penetrante $d = 10$ mm, mientras que para radiación poco penetrante, $d = 0.07$ mm.

1.3.3 Dosis equivalente personal

La dosis equivalente personal, $H_p(d)$, se define para el cuerpo humano como la dosis equivalente en tejido a una profundidad d y por debajo de un punto específico del cuerpo.

La dosis equivalente personal, $H_p(d)$, puede medirse con un detector colocado sobre la superficie del cuerpo y cubierto con un espesor apropiado de material equivalente a tejido, calibrado de forma apropiada.

1.3.4 Determinación de las magnitudes operacionales

La dosis equivalente ambiental no es directamente medible en un campo arbitrario de radiación debido a que su definición requiere de un campo expandido y alineado y además, el factor de calidad depende del tipo de radiación y la energía. Por ello es habitual obtener el valor de tales magnitudes a partir del valor de magnitudes físicas (fluencia o kerma), que sí pueden ser medidas.

Para la determinación experimental de las magnitudes operacionales en dosimetría personal y de área, se siguen dos procedimientos. O bien se emplea la dosis absorbida para la determinación de estas magnitudes, o bien se emplea la fluencia. A partir de las definiciones anteriormente proporcionadas para estas magnitudes, se puede observar que la definición de la dosis equivalente mediante la dosis absorbida multiplicada por una cantidad adimensional, el factor de calibración, presenta como lógica la elección de la medida de dosis absorbida como la forma más directa de determinar la dosis equivalente. Sin embargo, algunas veces es más fácil encontrar materiales que actúen como detectores y presenten una respuesta más simple y eficiente para la fluencia que para el caso de la dosis absorbida, justificando entonces la fluencia como la magnitud más conveniente para ser medida [Delgado 2000].

En algunos casos, en lugar de medir es espectro de fluencia, Φ_E , resulta conveniente construir detectores cuya respuesta en fluencia, $R_\Phi(E)$, en términos de la energía muestre una dependencia parecida a la que muestran los coeficientes de conversión de fluencia a la magnitud operacional correspondiente, $h_\Phi(E)$. De este modo, la lectura de dicho dispositivo sería proporcional a la dosis equivalente con una proporcionalidad constante para todas las energías. Esta situación, aunque deseable, no es generalmente posible y lo que se tiene en la práctica es un detector de fluencia que muestra una sensibilidad conveniente sólo para un determinado rango de energías.

Teniendo en cuenta lo comentado anteriormente, la relación entre la fluencia espectral, $\Phi_{E,\Omega}$, y la magnitud limitadora (l) u operacional (o), $H_{l/o}$, puede describirse mediante la siguiente relación:

$$H_{l/o} = \int h_{\Phi_{l/o}}(E, \Omega) \cdot \Phi_{E,\Omega} dE d\Omega \quad (11)$$

donde $H_{l/o}$ es el valor numérico de la magnitud limitadora (l) u operacional (o), $\Phi_{E,\Omega}$ es la distribución de la fluencia con respecto a la energía y la dirección y $h_{\Phi_{l/o}}$ es el coeficiente de conversión de fluencia a la magnitud limitadora (l) o de fluencia a la magnitud operacional (o) calculado en el modelo adecuado en el que hayan sido definidas las magnitudes de protección y operacionales.

1.3.5 Coeficientes de conversión

Los coeficientes de conversión relacionan las magnitudes limitadoras y operacionales con las magnitudes físicas, definidas anteriormente en la sección I.1, que caracterizan el campo de radiación.

En el caso de exposición a neutrones, los coeficientes de conversión se han calculado considerando neutrones monoenergéticos en varias geometrías de

irradiación [ICRU 57]. En las figuras I.1 e I.2 se muestran los coeficientes de conversión de fluencia a dosis efectiva y a dosis equivalente ambiental, respectivamente.

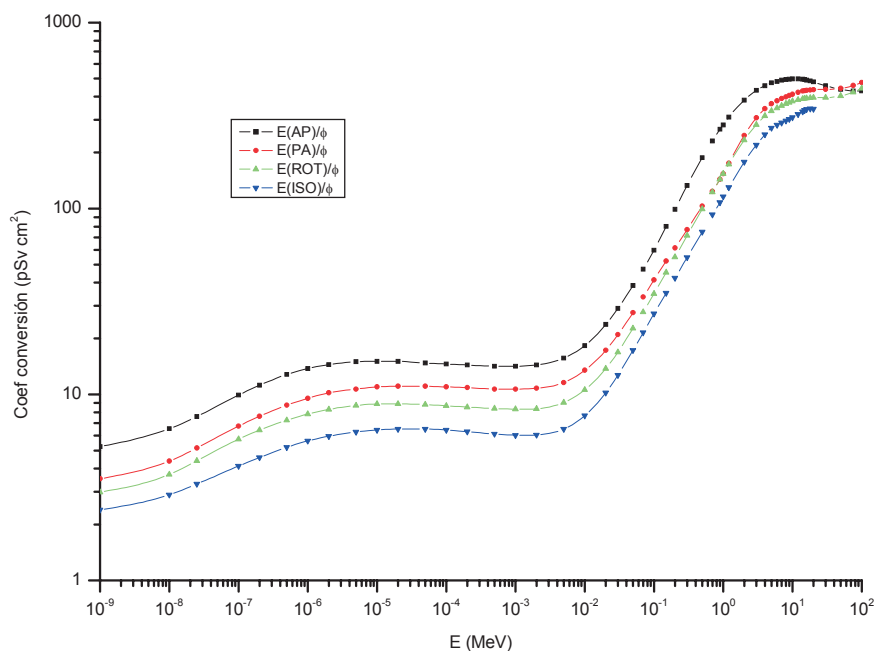


Figura I.1.- Coeficientes de conversión de fluencia a dosis efectiva (ICRU 57)

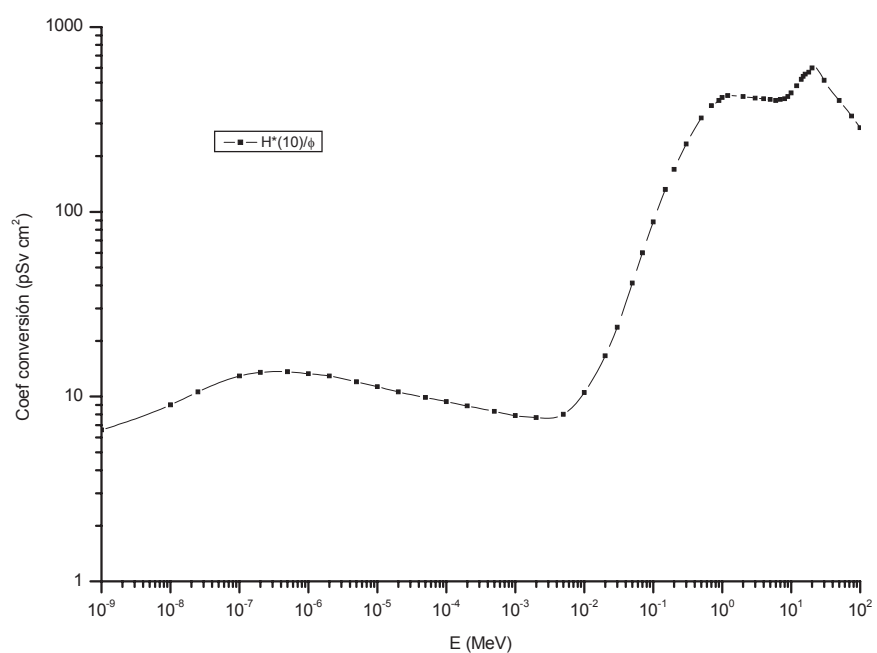


Figura I.2.- Coeficientes de conversión de fluencia a dosis equivalente ambiental (ICRU 57)

De la figura I.2 se puede observar la dependencia de los coeficientes de conversión de fluencia a dosis equivalente ambiental. Se puede apreciar el importante incremento para energías comprendidas entre 10 keV y 1 MeV, aproximadamente.

La dosis efectiva no sólo depende de la energía, sino también de la distribución en direcciones de la fluencia. En general, los neutrones que inciden perpendicularmente a la parte frontal del cuerpo generan la mayor dosis efectiva debido a que la mayor parte de los órganos más sensibles a la radiación están situados más cerca de la parte frontal del cuerpo que de la parte posterior.

La magnitud operacional para dosimetría de área, la dosis equivalente ambiental, tiene en cuenta todas las direcciones de incidencia de la radiación dándoles el mismo peso con lo que, en la práctica, proporciona una estimación conservativa de la dosis efectiva. La dosis equivalente personal, por otro lado, está definida a 10 mm de profundidad en la parte frontal del cuerpo, con lo que, en general, sólo proporcionará una estimación conservadora de la dosis efectiva para el caso en el que la dosis equivalente personal se determine para irradiación frontal.

Anexo II

CARACTERÍSTICAS DEL CÓDIGO DE SIMULACIÓN MCNPX

MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) es uno de los códigos de transporte de radiación más utilizados. Entre sus particularidades más importantes están la posibilidad del transporte de una gran cantidad de tipos de partículas con sus correspondientes mecanismos de interacción, la forma sencilla en la que se genera la geometría y se detallan las fuentes en el fichero de entrada, la enorme posibilidad de obtención de magnitudes de interés tales como el flujo, la fluencia, dosis absorbida, etc, a partir de la selección de los correspondientes “*tallies*”, etc.

Los cálculos con Monte Carlo (MC) se han realizado haciendo uso del código MCNPX 2.5. Este código está disponible en el CIEMAT para ser ejecutado bajo el sistema operativo UNIX en un computador SGI Altix 3700 con 96 procesadores. En los cálculos para neutrones se ha hecho uso de la librería de secciones eficaces ENDF 60 compuesta por 124 nucleidos. La librería utilizada para fotones ha sido la *mcplib04*. Las simulaciones se han llevado a cabo considerando el transporte de neutrones y fotones e incluyendo la producción de neutrones secundarios y las reacciones fotonucleares. Para un tratamiento adecuado de la dispersión de los neutrones por las moléculas de polietileno a energías térmicas, se ha hecho uso de la librería de secciones eficaces, $S(\alpha,\beta)$, también incluida en MCNPX.

La librería ENDF 60 (Evaluated Nuclear Data File) se liberó por primera vez en octubre de 1994. Contiene hasta 124 nucleidos y requiere aproximadamente 200 MB de memoria en disco. La tabla de datos de secciones eficaces de mayor tamaño corresponde al ^{127}I , el cual requiere 8.1 MB de espacio en disco. Cada una de las tablas tiene un único ZAID (número de identificación del nucleido) terminado con la extensión “.60c”.

Hay cuatro librerías para el transporte de fotones mantenidas por el grupo X-5 y distribuidas por MCNPX: *mcplib*, *mcplib02*, *mcplib03* y *mcplib04*. La librería

mcplib04 se liberó oficialmente en 2002. En esta librería se proporcionan las secciones eficaces para fotones de energías comprendidas entre 1 keV y 1 GeV.

La tabla de datos de secciones eficaces, $S(\alpha, \beta)$, se proporciona para una lista de compuestos o materiales para los que estas tablas son de aplicabilidad, indicando a su vez para qué nucleidos se aplican los valores de secciones eficaces con tratamiento térmico $S(\alpha, \beta)$.

La librería LA150U es la única librería de datos fotonucleares. Esta librería ha sido desarrollada por Los Alamos National Laboratory in the Nuclear Physics Group (LANL/T-16). En ausencia de esta librería, MCNPX emplea modelos.

La forma de descripción de la geometría en MCNPX se realiza en el fichero de entrada a MCNPX mediante la definición de volúmenes, a los cuales se les denomina “celdas”. Las celdas se definen mediante uniones e intersecciones de superficies de primer, segundo y cuarto grado. Las superficies se definen proporcionando los coeficientes necesarios para las ecuaciones analíticas para las superficies.

De todos los “*tallies*” o estimadores de MCNP, tres de ellos son especialmente útiles en dosimetría: F4, F6 y F8.

El *tally* F4 es un estimador de la fluencia (en cm^{-2}), siendo su expresión:

$$F4 = \iiint \Phi(\vec{r}, E, t) dt dE \frac{dV}{V}$$

El *tally* F6 es un estimador del kerma (en MeV/g), siendo su expresión:

$$F6 = \iiint H(E) \cdot \Phi(\vec{r}, E, t) dt dE \frac{dV}{V}$$

El *tally* F8 es un estimador de la distribución energética de pulsos en la celda considerada como detector. El *tally* *F8 es un estimador de la energía depositada (en MeV).

MCNPX normaliza los resultados por partícula incidente emitida, y los resultados proporcionados tienen asociados un valor R , que es el error relativo estimado, definido como una desviación estándar de la media $S_{\bar{x}}$ dividido por la media estimada. En MCNP, las cantidades requeridas para la estimación del error se calculan después de cada historia completa simulada. Como norma general, se obtendrá una correcta estimación de un *tally* cuando R sea proporcional a $1/\sqrt{N}$ donde N es el número de historias.

De este modo, los estimadores más importantes en MCNPX son:

- La media estimada, que se define como:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$

- Desviación estándar estimada de la población de x basado en los valores de x_i , S , definida como:

$$S^2 = \frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \approx \left[\overline{x^2} - \bar{x}^2 \right]$$

donde $\overline{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$

- La varianza estimada del promedio, $S_{\bar{x}}^2$, definida como:

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{S^2}{N}$$

- El error relativo, R , que se define como:

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}}$$

- Se define la Figura de Mérito (FOM) como:

$$FOM \equiv \frac{1}{R^2 T}$$

donde T es el tiempo de computación en minutos. Esta cantidad debería permanecer constante a medida que N se incrementa puesto que R^2 es proporcional a $1/N$ y T es proporcional a N .

